

**Berichte**  
**aus dem**  
**Institut für Meereskunde**  
**an der**  
**Christian-Albrechts-Universität Kiel**

**Nr. 233**

**1993**

**Turbulente Windfluktuationen und vertikale**  
**Flüsse im Küstenvorfeld**

**von**  
**Klaus Behrens**

**Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von**

**Institut für Meereskunde an der Universität Kiel**

**Abteilung Maritime Meteorologie**

**Düsternbrooker Weg 20**

**D 2300 Kiel 1**

---

**Diese Arbeit wurde von der Mathematisch-  
Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Christian-Albrechts-Universität Kiel  
als Dissertation angenommen.**

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die turbulenten Windfluktuationen und die turbulenten vertikalen Flüsse von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme im Küstenvorfeld in Form von Energie- bzw. Cospektren untersucht. Die Rauigkeitsunterschiede zwischen Land und See lassen dabei die gebräuchliche Annahme der horizontalen Homogenität nicht zu. Zur Untersuchung eines etwaigen Einflusses der Inhomogenität auf die Turbulenzstruktur wurden die verwendeten Daten in den Jahren 1988 und 1989 in der Kieler Bucht bei einem Küstenabstand von ca. 8 km aufgenommen.

Die aus den Fluktuationsmessungen abgeleiteten Energiespektren und Cospektren werden durch wenige, die wassernahe Luftschicht charakterisierende Parameter beschrieben. Um eine praktische Nutzung der Ergebnisse zu gewährleisten, beschränken sich diese auf routinemäßig erfassbare Größen wie die Windgeschwindigkeit und die Temperatur- und Feuchtedifferenz zwischen Meßhöhe und Wasseroberfläche.

Die üblicherweise als Modellgleichungen bezeichneten Beziehungen zwischen den Spektralwerten und den charakteristischen Parametern liefern bei den Energiespektren der drei Windkomponenten die zu erwartende Stabilitätsabhängigkeit. Die Modellspektren weisen in allen Stabilitätsklassen nur eine geringfügige Variation auf, so daß sie als Parametrisierung gut verwendet werden können. Lediglich im niederfrequenten Spektralbereich der Horizontalwindkomponenten zeigt sich eine durch lokale Parameter nicht zu beschreibende Variabilität. Da diese Schwankungen im Periodenbereich von einigen Minuten auftreten, sind sie ohne hohen Meßaufwand direkt erfassbar.

Ein Vergleich der Modellgleichungen mit Modellspektren von HØJSTRUP (1981), die auf Messungen über Land basieren, liefert im hochfrequenten Spektralbereich eine recht gute Übereinstimmung. Im niederfrequenten Bereich kann die Variation der horizontalen Komponenten auch durch die bei HØJSTRUP eingehende Abhängigkeit von der Höhe der niedrigsten Inversion nicht erklärt werden, so daß diese Abweichungen vermutlich auf die Advektion von über Land erzeugter Turbulenz zurückzuführen sind.

Die die vertikalen Flüsse beschreibenden Cospektren zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Das Maximum der Cospektren weist einen systematischen Anstieg der Energiedichte mit zunehmender Windgeschwindigkeit und gleichzeitig eine geringe Verlagerung zu niedrigeren Frequenzen auf. Ein Vergleich der ermittelten Cospektren mit Modellspektren von KAIMAL et al. (1972) zeigte eine gute Übereinstimmung des Betrages der Energiedichten. Der energiehaltige Bereich der über der Kieler Bucht gewonnenen Spektren liegt jedoch bei deutlich niedrigeren Frequenzen.

Um sicherzustellen, daß der gesamte energiehaltige Spektralbereich berücksichtigt wird, werden die Transportkoeffizienten der Flüsse durch Integration der jeweiligen Cospektren über den vollständigen turbulenten Frequenzbereich bestimmt. Der auf neutrale Schichtung und 10 Meter Höhe reduzierte Koeffi-

## Abstract

The turbulent wind fluctuations and vertical fluxes of momentum, sensible and latent heat in a coastal zone are investigated. The results are presented in form of power spectra for the wind fluctuations and cospectra for the vertical fluxes. The differences in roughness between land and sea precludes the customary assumption of horizontal homogeneity. To investigate a possible influence of inhomogeneity on the structure of turbulence data were collected in the Kiel Bight during 1988 and 1989 at a distance of about 8 km from the coastline.

Power spectra and cospectra derived from the measurements are described by parameters characterising the surface layer. For practical applications these are formulated in terms of bulk variables like windspeed or air-sea differences of temperature and moisture.

The so-called model equations, which give the relation between the spectral densities and the characteristic parameters, show the expected dependence of spectra on stability. In all classes of stability only a small variation is found, so that our model equations are well applicable for parametrisation. Only the low frequency part of the horizontal velocity spectra shows a variability, which cannot be explained by local turbulence. These fluctuations have a period of some minutes and can be measured with standard equipment.

The present parametrisation of spectra does not consider height of the lowest inversion explicitly. However, it is shown by comparison with the model equations of HØJSTRUP (1981), which consider inversion height explicitly, that the observed low frequency variation can not be explained by a reasonably chosen variation of inversion height. We attribute these variability to the advection of turbulence.

The cospectra, describing the vertical fluxes, show a distinct windspeed dependence. The maxima of the cospectra exhibit a systematic increase of spectral density with growing windspeed and a current slight shift towards lower frequencies. Comparison with model spectra from KAIMAL et al. (1972) shows similar magnitudes of the spectral densities. The energy-containing range of our spectra, however, is at significant higher frequencies.

In order to consider the complete energy-containing part of the cospectra, the transport coefficients of the fluxes are computed by integration of the cospectra over the turbulent frequency range. The coefficient for momentum, reduced to neutral stratification and 10 meters height  $C_{DN10}$ , is in good accordance with other data measured in coastal zones. There is a significant increase of  $C_{DN10}$  with windspeed. The coefficient for the sensible heat flux  $C_{HN10}$  exhibits an increase with windspeed too, in contrast to the most other published results. The computation of the coefficient for the latent heat flux  $C_{EN10}$  confirms the often cited independence of windspeed.

zient für den Impulsfluß  $C_{DN10}$  stimmt mit anderen, ebenfalls in Landnähe gewonnenen Messungen gut überein. Er zeigt eine signifikante Zunahme mit der Windgeschwindigkeit. Der Koeffizient für den sensiblen Wärmefluß  $C_{HN10}$  weist, im Gegensatz zu den meisten anderen veröffentlichten Ergebnissen, ebenfalls eine Zunahme mit der Windgeschwindigkeit auf. Die Berechnung des den latenten Wärmefluß beschreibenden Koeffizienten  $C_{EN10}$  bestätigt die bereits mehrfach ermittelte Unabhängigkeit von der Windgeschwindigkeit.

# Inhaltsverzeichnis

## Seite

Zusammenfassung

Abstract

Verzeichnis der verwendeten Symbole

1.	Einleitung	1
2.	Die maritime Grenzschicht	2
3.	Turbulenztheorie	4
4.	Energie- und Cospektren	11
5.	Datenmaterial	23
6.	Ergebnisse	30
6.1	Vergleich der "bulk"-aerodynamischen Methode mit den direkten Korrelationsmessungen	30
6.2	Die Energiespektren der Windgeschwindigkeits- komponenten	36
6.3	Die Cospektren der vertikalen Flüsse	51
6.4	Die Transportkoeffizienten	61
7.	Fehlerabschätzung	66
8.	Schlußbetrachtung	73
9.	Literaturverzeichnis	76

$q'$	Fluktuation der spezifischen Feuchte [ $\text{g kg}^{-1}$ ]
$q_*$	charakteristische Feuchte [ $\text{g kg}^{-1}$ ]
$Q_u$	Quadspektrum
$S$	Energiespektrum
$u$	Windgeschwindigkeit [ $\text{m sec}^{-1}$ ]
$u_{10}$	Windgeschwindigkeit in 10 M Höhe [ $\text{m sec}^{-1}$ ]
$U_{xy}$	ungerader Anteil der Korrelationsfunktion
$u'$	Fluktuation der lateralen Horizontalwindgeschwindigkeitskomponente [ $\text{m sec}^{-1}$ ]
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit [ $\text{m sec}^{-1}$ ]
$v'$	Fluktuation der transversalen Horizontalwindgeschwindigkeitskomponente [ $\text{m sec}^{-1}$ ]
$w'$	Fluktuation der Vertikalwindgeschwindigkeitskomponente [ $\text{m sec}^{-1}$ ]
$z$	Meßhöhe [m]
$z_i$	Höhe der niedrigsten Inversion [m]
$\alpha$	Modellparameter für Energie- und Co-Spektren
$\beta$	Modellparameter für Energie- und Co-Spektren
$\gamma$	Modellparameter für Energie- und Co-Spektren
$\Delta q$	Feuchtedifferenz Meßhöhe - Wasseroberfläche [ $\text{g kg}^{-1}$ ]
$\Delta \theta$	Temperaturdifferenz Meßhöhe - Wasseroberfläche [K]
$\epsilon$	turbulente Dissipationsrate [W]
$\kappa$	Kärman-Konstante ( $\approx 0.4$ )
$\theta$	potentielle Temperatur [K]
$\theta'$	Fluktuation der potentiellen Temperatur [K]
$\theta_*$	charakteristische Temperatur [K]
$\rho$	spezifische Dichte [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
$\tau$	Impulsfluß [ $\text{N m}^{-2}$ ]
$\phi_D$	vertikale Flußdivergenz
$\phi_H$	dimensionsloses Vertikalgradient der Temperatur
$\phi_m$	dimensionslose Scherung
$\phi_q$	dimensionsloser Vertikalgradient der Feuchte
$\phi_\epsilon$	dimensionslose Dissipation
$\Phi$	geographische Breite
$\Psi_m$	dimensionslose Stabilitätsfunktion für das Windprofil
$\Psi_h$	dimensionslose Stabilitätsfunktion für das Temperaturprofil
$\Omega$	Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation [ $\text{sec}^{-1}$ ]

## 1. Einleitung

Die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre wird besonders im Bereich längerer Zeitskalen von der Wechselwirkung mit dem Meer beeinflusst. Dabei sind für den Austausch von Impuls und Wärme in erster Linie die turbulenten Prozesse in der wassernahen Luftschicht verantwortlich. Diese nur mit hohem Aufwand meßbaren turbulenten Größen müssen für den praktischen Gebrauch, wie z.B. in numerischen Simulationsmodellen, mit Hilfe meteorologischer Routinemessungen approximiert werden. Dabei kann für die offene See horizontale Homogenität und eine annähernd stationäre wassernahe Luftschicht vorausgesetzt werden. In Küstengebieten sind diese Voraussetzungen nicht unbedingt gegeben. Im Küstenvorfeld kann die über Land erzeugte Turbulenz mit der mittleren Strömung advehiert und somit durch lokale Parameter nur unzureichend beschrieben werden. Zudem ist der Entwicklungszustand der Wasseroberfläche sowohl von der Windgeschwindigkeit als auch von der Windrichtung abhängig, da sich bei ablandigem Wind z.B. kein ausgereifter Seegang entwickeln kann. Inwieweit die hier unter Umständen auftretenden Inhomogenitäten den Turbulenzzustand im Küstenvorfeld beeinflussen, ist jedoch weitgehend unbekannt. Diese Problematik ließ bisher auch die Frage offen, inwieweit die über Land bereits Anwendung findenden Parametrisierungsansätze für die kleinskaligen Windfluktuationen, die für die Berechnung der Schadstoffbelastung durch anthropogene Emission unverzichtbar sind, auf das Küstenvorfeld übertragbar sind. Ziel dieser Arbeit ist es, anhand von Messungen in der Kieler Bucht den Einfluß der Küste auf die Windschwankungen und die vertikalen Flüsse von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme über See zu analysieren. Bei der Parametrisierung dieser turbulenten Prozesse werden lediglich die Mittelwerte von Routinemeßgrößen verwendet, da sie in der Praxis gegenüber den direkt gemessenen Fluktuationen leichter zugänglich sind. Neben einer vielfach ermittelten Schichtungsabhängigkeit der Windspektren ist bei den Cospektren auch eine Änderung mit der Windgeschwindigkeit zu erwarten. Der bereits erwähnte Einfluß der Küste läßt zudem systematische Unterschiede bei auf- und ablandigem Wind erwarten. Um mögliche Unterschiede im Turbulenzzustand bestimmten Prozessen zuordnen zu können, werden die Energiespektren der Windkomponenten und die die vertikalen Flüsse beschreibenden Cospektren berech-



net und auf systematische Variationen untersucht. Den berechneten Energie- und Cospektren werden Funktionen angepaßt, die ein Minimum an meteorologischen Variablen beinhalten, um schließlich eine universelle Darstellung der Spektren zu erhalten, die nur von den bodennahen atmosphärischen Gegebenheiten abhängig ist. Für die Analyse der Windfluktuationen werden über Land empirisch ermittelte, stabilitätsabhängige Modellgleichungen für die Spektren der drei Komponenten zu Vergleichszwecken herangezogen (OLESEN et.al., 1984, HØJSTRUP, 1981), um zu untersuchen mit welcher Güte diese die Turbulenzverhältnisse im Küstenbereich beschreiben. Dabei muß berücksichtigt werden, daß diese Modellgleichungen auf die gesamte planetarische Grenzschicht anwendbar sein sollen und bei labiler Schichtung die Kenntnis nicht-lokaler Größen, wie die Höhe der niedrigsten Inversion, erforderlich ist. Da über See meist nur lokale Routinemeßgrößen zur Verfügung stehen, soll zur praktischen Nutzung der Ergebnisse untersucht werden, inwieweit die Möglichkeit besteht, die kleinskaligen Bewegungsformen in der wasser-nahen Luftschicht mit Hilfe der sogenannten "bulk"-aerodynamischen Methode hinreichend genau zu erfassen. Die angesprochenen Vergleichsmöglichkeiten sind bei den Cospektren der vertikalen Flüsse nur bedingt gegeben (KAIMAL et.al., 1972), sodaß sich ein Vergleich der aus den Meßungen berechneten Transportkoeffizienten mit anderen, in der Literatur veröffentlichten Ergebnissen über vergleichbarem Untergrund anbietet.

## **2. Die maritime Grenzschicht**

Die planetarische Grenzschicht, u.a. von FORTAK (1968) als Zusammenfassung von Prandtl- und Ekman-schicht definiert, wird über See als maritime Grenzschicht bezeichnet. Praktisch handelt es sich um den Teil der Atmosphäre, in dem die Einflüsse der Meeresoberfläche auf die dynamischen und thermodynamischen Prozesse noch meßbar festgestellt werden können (AUGSTEIN, 1981). Die Höhe dieser Schicht wird bei labiler Schichtung im allgemeinen mit der Höhe der niedrigsten Inversion gleichgesetzt (OLESEN, 1984), da der turbulente Austausch von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme zwischen Ozean und Atmosphäre in diesem

Bereich auf nahezu null abfällt, während das Maximum dieser Flüsse in der wassernahen Luftschicht liegt (siehe OLBRÜCK, 1984). In dieser Schicht findet man die maximale Umwandlung von kinetischer Energie der mittleren Bewegungen in turbulente kinetische Energie. Dieser Übergang verhält sich umgekehrt proportional zum Abstand von der Oberfläche, während der thermische Einfluß in erster Näherung höhenunabhängig ist und daher mit wachsendem Abstand zur Wasseroberfläche gegenüber dem mechanischen an Bedeutung gewinnt. In der Nähe der Wasseroberfläche verliert nach OLESEN (1984) die Höhe der niedrigsten Inversion  $z_i$  für die Turbulenz an Bedeutung, sodaß allein die Meßhöhe  $z$  als dominante Höenskala angesehen werden kann.

Die Erfassung der Turbulenz über dem freien Meer wird vielfach stark vereinfacht. Grundlage dafür ist die Annahme der horizontalen Homogenität der Meeresoberfläche und der reinen Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der Oberflächenrauigkeit. Es hat sich jedoch gezeigt, daß die Turbulenz über See darüberhinaus auch vom Entwicklungsstadium des Seegangs, dem sogenannten Seegangsalter, beeinflusst wird. Das Seegangsalter wird vielfach durch das Verhältnis von Phasengeschwindigkeit der dominanten langen Wellen zu Schubspannungsgeschwindigkeit beschrieben (u.a. GEERNAERT, 1987). Ist das Verhältnis klein, so entspricht dies einer sich windinduziert aufbauende See. Demgegenüber entsprechen hohe Werte einem ausgereiftem Seegang oder einer Dünung.

Küstennahe Gebiete müssen aufgrund des geringen Abstandes zum Land, und einem damit verbundenen begrenzten Seegangsalter bei ablandigem Wind, gesondert behandelt werden. Auflandige Winde hingegen zeigen eine höhere Variabilität des Seegangs, da sich die Oberflächeneigenschaften den Änderungen im synoptischen Skalenbereich wesentlich langsamer anpassen. Die Erfassung der Turbulenz im Küstenvorfeld wird zudem durch eventuell sehr große horizontale Gradienten von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme kompliziert; denn gerade die Vernachlässigung dieser horizontalen Gradienten gegenüber den vertikalen ist die Grundlage für die in der Berechnung der turbulenten Bewegungsformen oft verwendeten Parametrisierungsansätze. Die Inhomogenitäten von Temperatur und Rauigkeit im Küstenbereich lassen diese Vernachlässigung jedoch nicht zu, sondern fordern vielmehr eine gezielte Untersuchung der Turbulenzstruktur in der küstennahen maritimen Grenzschicht bei auf- und ablandigem Wind.

### 3. Turbulenztheorie

Während zur Bestimmung der großskaligen atmosphärischen Bewegungen die direkten Meßwerte herangezogen werden können, muß man zur Auswertung des Turbulenzzustandes auf statistische Hilfsmittel zurückgreifen. Dies ist zum einen auf die hohe zeitliche Variabilität der subskaligen Fluktuationen, zum anderen auf die starke Abhängigkeit von den lokalen Gegebenheiten zurückzuführen. Daher beschränkt man sich bei der Behandlung turbulenter Bewegungsformen auf die Mittelwerte und Varianzen der meteorologischen Variablen und versucht, die turbulenten Fluktuationen auf Grund ihres hohen Meßaufwandes durch Routinemeßgrößen zu approximieren. Um die Allgemeingültigkeit der Ergebnisse gewährleisten zu können, müssen Stationarität und horizontale Homogenität hinreichend erfüllt sein.

Unter diesen Gesichtspunkten stellten MONIN und OBUKHOV 1954 ihre Ähnlichkeitstheorie auf, die auf der Tatsache beruht, daß die subskaligen Bewegungen bezüglich ihrer Erzeugung in mechanische und thermische Turbulenz unterteilt werden können, und die turbulente Energie in der boden-, bzw. wassernahen Luftschicht dementsprechend nur von der Schubspannung und der Stabilität der Schichtung abhängig ist. Dieser Theorie zufolge lassen sich alle Turbulenzparameter durch die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , die Meßhöhe  $z$  und die von den genannten Wissenschaftlern definierte MONIN-OBUKHOV-Länge  $L$  beschreiben (PANOFSKY, DUTTON, 1984). Die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  berechnet sich unter der Vernachlässigung der horizontalen Gradienten aus der Korrelation von Horizontal- und Vertikalwindfluktuation:

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} \quad (3.1)$$

$u$  : Horizontalwindkomponente  
 $w$  : Vertikalwindkomponente

Die gestrichenen Größen beschreiben die momentane Abweichung vom zeitlichen Mittelwert einer Variable, der durch einen Querbalken gekennzeichnet wird:

$$x(t) = \overline{x} + x'(t) \quad (3.2)$$

Die von MONIN und OBUKHOV definierte Längenskala beschreibt das Verhältnis von Scherung zu Thermik und stellt, mit der Meßhöhe  $z$  normiert, eine Maßzahl für die Stabilität der Schichtung dar:

$$z/L = \frac{\kappa \cdot z \cdot (g/\theta) \cdot H}{\rho \cdot c_p \cdot u_*^3} \quad (3.3)$$

$\kappa$  : Kärman-Konstante ( $\approx 0,4$ )  
 $g$  : Erdbeschleunigung  
 $\theta$  : pot. Lufttemperatur [ $^{\circ}\text{K}$ ]  
 $H$  : Fluß fühlbarer Wärme  
 $\rho$  : spezifische Dichte  
 $c_p$  : spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck

Unter Berücksichtigung des latenten Wärmeflusses und der Definition des Verhältnisses von fühlbarem zu latentem Wärmefluß, der BOWEN-Ratio BOW, liefern PANOFISKY und DUTTON (1984) die folgende Gleichung für  $z/L$ :

$$z/L = \frac{\kappa \cdot z \cdot (g/\theta) \cdot H}{\rho \cdot c_p \cdot u_*^3} \cdot \left(1 + \frac{0.07}{BOW}\right) \quad (3.3)$$

mit

$$BOW = \frac{H}{l \cdot E} \quad (3.4)$$

$E$  : Feuchtefluß  
 $l$  : Verdampfungswärme des Wassers ( $\approx 2,475 \times 10^6 \text{ J/kg}$ )

Die vertikalen Flüsse von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme werden über die jeweiligen Korrelationspaare wie folgt berechnet:

$$\tau = -\rho \cdot \overline{u'w'} \quad (3.5)$$

$$H = c_p \cdot \rho \cdot \overline{w'\theta'} \quad (3.6)$$

$$E = \rho \cdot \overline{w'q'} \quad (3.7)$$

$\tau$  : Impulsfluß  
 $q$  : spezifische Feuchte

Wie bereits erwähnt, sind diese Korrelationspaare direkt nur mit hohem Aufwand zu bestimmen, so daß man darauf angewiesen ist, diese durch Parameter zu approximieren, die im meteorologischen Routinedienst gemessen werden. Über See werden üblicherweise Parametrisierungen verwendet, die lediglich die Windgeschwindigkeit, die Differenz zwischen der Luft- und der Wassertemperatur, sowie die Feuchtedifferenz zwischen der Meßhöhe und der Wasseroberfläche als Variable beinhalten. Diese sogenannte "bulk"-aerodynamische Methode basiert auf den Beziehungen:

$$\tau = \rho \cdot C_D \cdot \overline{u}^2 \quad (3.8)$$

$$H = -C_p \cdot \rho \cdot C_H \cdot \overline{u} \cdot \Delta\theta \quad (3.9)$$

$$E = -\rho \cdot C_E \cdot \overline{u} \cdot \Delta q \quad (3.10)$$

$\Delta\theta$  : potentielle Temperaturdifferenz  
 Luft - Wasser  
 $\Delta q$  : Feuchtedifferenz Luft - Wasser

Die dadurch definierten Transportkoeffizienten für Impuls, fühlbare und latente Wärme  $C_D$ ,  $C_H$  und  $C_E$  können jedoch nur unter gewissen meteorologischen Bedingungen als annähernd konstant angesehen werden, da sie sowohl Funktionen der Windgeschwindigkeit, als auch der Stabilität sind.

ISEMER und HASSE (1987) geben die Transportkoeffizienten als Funktionen der mittleren Windgeschwindigkeit und der Differenz zwischen Luft- und Wassertemperatur für die freie See tabellarisch an:

Tabelle 3.1 :  $C_D \times 10^3$  als Funktion der Windgeschwindigkeit  
und der Temperaturdifferenz Luft - Wasser

$\Delta\theta$ [K] $u$ [m/s]	$\geq 5.0$	$\geq 1.0$	$\geq 0.2$	$\geq -0.2$	$\geq -1.0$	$\geq -4.9$	$< -5.0$
0 - 5	0.05	0.47	0.77	0.95	1.04	1.23	1.42
5 -10	0.61	1.03	1.13	1.22	1.26	1.41	1.47
10-15	1.16	1.36	1.42	1.48	1.50	1.58	1.66
> 15	1.54	1.61	1.66	1.71	1.75	1.78	1.83

Tabelle 3.2 :  $C_E \times 10^3$  als Funktion der Windgeschwindigkeit  
und der Temperaturdifferenz Luft - Wasser

$\Delta\theta$ [K] $u$ [m/s]	$\geq 5.0$	$\geq 1.0$	$\geq 0.2$	$\geq -0.2$	$\geq -1.0$	$\geq -4.9$	$< -5.0$
0 - 3	0.05	0.47	0.77	0.95	1.04	1.23	1.42
3 - 6	0.61	1.03	1.13	1.22	1.26	1.41	1.47
6 - 9	1.16	1.36	1.42	1.48	1.50	1.58	1.66
9 -12	1.54	1.61	1.66	1.71	1.75	1.78	1.83
12-15	1.79	1.82	1.86	1.90	1.91	1.93	1.96
> 15	1.99	2.01	2.03	2.05	2.07	2.08	2.09

Der Transportkoeffizient für den fühlbaren Wärmefluß  $C_H$  wird von den Autoren proportional zu  $C_E$  angegeben:  $C_H = 0.94 \cdot C_E$  .  
Die Tabellen verdeutlichen, daß die Koeffizienten sowohl von der Windgeschwindigkeit, als auch von der Stabilität abhängig sind. Die Stabilitätsabhängigkeit läßt sich durch eine Reduktion auf neutrale Schichtung, die im folgenden kurz erläutert wird, nahezu eliminieren. Nach der MONIN-Obukhov Theorie lassen sich die vertikalen Gradienten für die Windgeschwindigkeit, die Temperatur und die Feuchte wie folgt beschreiben:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{k \cdot z} \cdot \phi_m(z/L) \tag{3.11}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta_*}{k \cdot z} \cdot \phi_h(z/L) \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial q}{\partial z} = \frac{q_*}{k \cdot z} \cdot \phi_q(z/L) \quad (3.13)$$

$\phi_m$ ,  $\phi_h$  und  $\phi_q$  bezeichnet man als dimensionslose Vertikalgradienten der jeweiligen Größen. Sie sind allein Funktionen von  $z/L$ . Nach PANOFSKY und DUTTON (1984) sind die von BUSINGER und DYER (1971) für labile Schichtung empirisch ermittelten Beziehungen bereits mehrfach bestätigt worden:

$$\phi_m = (1 - 16 \cdot z/L)^{-1/4} \quad (3.14)$$

$$\phi_h = \phi_m^2 \quad (3.15)$$

$$\phi_q = \phi_h \quad (3.16)$$

Für stabile Schichtung liefern BUSINGER und DYER (1971):

$$\phi_m = 1 + 5 \cdot \frac{z}{L} \quad (3.17)$$

$$\phi_q = \phi_h = \phi_m \quad (3.18)$$

Integriert man z.B. Gleichung 3.11, so erhält man

$$u = \frac{u_*}{k} \cdot [\ln(z/z_0) - \psi_m] \quad (3.19)$$

mit der verallgemeinerten Definition

$$\psi_x = \int_{z_0/L}^{z/L} [1 - \phi_x(\xi)] d \ln \xi \quad (3.20)$$

$x : m, h \text{ oder } q$

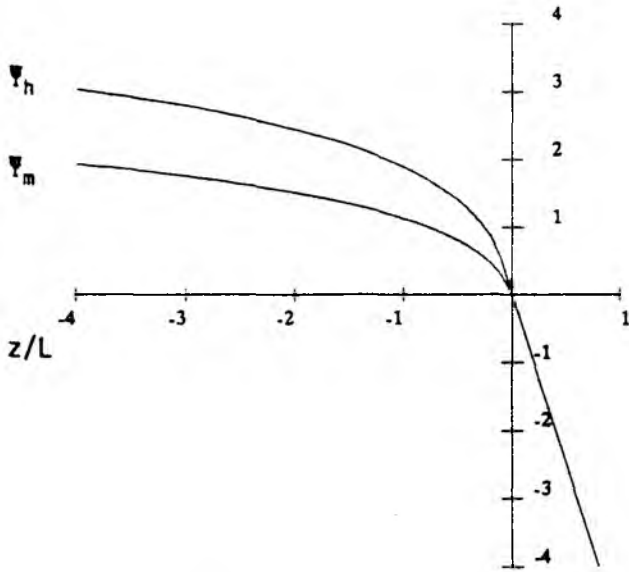


Abb. 3.1 :  $\Psi_m$  und  $\Psi_h$  als Funktion von  $z/L$

Setzt man die obigen "BUSINGER-DYER Formeln" (Gl. 3.14 - 3.16) ein, so erhält man nach PAULSON (1970) für labile Schichtung :

$$\Psi_m = \ln \left[ \left( \frac{1 + x^2}{2} \right) \cdot \frac{(1 + x)^2}{4} \right] - 2 \cdot \arctan(x) + \frac{\pi}{2} \quad (3.21)$$

$$\Psi_h = 2 \cdot \ln \left( \frac{1 + x^2}{2} \right) \quad (3.22)$$

$$\text{mit } x = (1 - 16 z/L)^{1/4}$$

Für stabile Schichtung ergeben nach PANOFSKY und DUTTON (1984) fast alle Messungen übereinstimmend die Beziehungen:

$$\Psi_m = -5 \cdot \frac{z}{L} \quad (3.23)$$



$$\Psi_h = \Psi_m \quad (3.24)$$

Die Stabilitätsfunktionen für das Temperatur- und Feuchteprofil werden im allgemeinen als annähernd identisch angenommen.

Die auf neutrale Schichtung reduzierten Transportkoeffizienten berechnen sich über diese Funktionen (SMITH,1988):

$$C_{DN} = \left[ \frac{\kappa}{\Psi_m + \frac{\kappa}{\sqrt{C_D}}} \right]^2 \quad (3.25)$$

$$C_{HN} = \frac{\kappa^2}{\left( \Psi_m + \frac{\kappa}{\sqrt{C_D}} \right) \cdot \left( \Psi_h + \frac{\kappa \cdot \sqrt{C_D}}{C_H} \right)} \quad (3.26)$$

$$C_{EN} = \frac{\kappa^2}{\left( \Psi_m + \frac{\kappa}{\sqrt{C_D}} \right) \cdot \left( \Psi_h + \frac{\kappa \cdot \sqrt{C_D}}{C_E} \right)} \quad (3.27)$$

Da die Vertikaltransporte höhenunabhängig sind und die Koeffizienten mit der Höhe variieren, werden die Koeffizienten entsprechend der logarithmischen Profile auf 10 Meter Höhe reduziert.

Die Variation des neutralen Transportkoeffizienten für den Impuls konnte aufgrund der in den letzten Jahren in der Literatur veröffentlichten Ergebnisse auf die Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit und der Beschaffenheit der Wasseroberfläche reduziert werden (u.a. GEERNAERT,1987). Dennoch weisen die in der Literatur angegebenen Parametrisierungsansätze für  $C_{DN10}$  Unterschiede auf, die nicht zuletzt den jeweiligen lokalen Gegebenheiten der Meßorte zuzuschreiben sind. Vergleicht man die in der Literatur vorgestellten Koeffizienten für den fühlbaren und latenten Wärmefluß, so zeigen sich hier nur ungefähre Übereinstimmungen in der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit (siehe Kapitel 6.4).

Um detaillierte Erkenntnisse über die Variation der Vertikalflüsse zu

erlangen, berechnet man ihre Cospektren, um etwaige Schwankungen bestimmten Frequenzbereichen und somit bestimmten Prozessen zuordnen zu können. Dabei muß gewährleistet sein, daß der energiehaltige Anteil des Spektrums abgedeckt wird. Die höchste Frequenz, die sogenannte Nyquistfrequenz, muß im Inertialbereich liegen, und die Registrierdauer sollte so lang gewählt werden, daß auch die Fluktuationen der größten Turbulenzelemente noch enthalten sind.

#### 4. Energie- und Cospektren

Bei den korrelationsstatistischen Untersuchungen der atmosphärischen Turbulenz wird die Stationarität der kleinräumigen Prozesse vorausgesetzt. Demzufolge sind die Korrelationsfunktionen  $C_{xy}$  einer Meßreihe  $x(t)$  mit einer anderen, gleichzeitig gemessenen Reihe  $y(t)$  nur von der zeitlichen Verschiebung  $\tau$  abhängig (BÄTH, 1974):

$$C_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} x'(t) \cdot y'(t+\tau) dt' \quad (4.1)$$

$C_{xy}$  wird als Kreuzkovarianzfunktion bezeichnet. Handelt es sich bei  $x$  und  $y$  um dieselbe Zeitreihe, so spricht man von der Autokovarianzfunktion  $C_{xx}$ . Da die Kovarianzfunktion in den meisten Fällen nicht gerade ist, ist die Fouriertransformierte der Kovarianzfunktion  $P_{xy}$ , also die äquivalente Darstellung im Frequenzbereich, im allgemeinen komplex.  $P_{xy}$  wird als Kreuzkovarianzspektrum bezeichnet:

$$P_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} C_{xy}(\tau) \cdot e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (4.2)$$

$f$  : Frequenz

Entsprechend gilt dann:

$$C_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{xy}(f) \cdot e^{i2\pi f\tau} df \quad (4.3)$$

Zerlegt man die ungerade Funktion  $C_{xy}$  in ihren geraden  $G_{xy}$  und ungeraden Anteil  $U_{xy}$ , so gilt:

$$G_{xy}(\tau) = \frac{1}{2} \cdot (C_{xy}(\tau) + C_{xy}(-\tau)) \quad (4.4)$$

$$U_{xy}(\tau) = \frac{1}{2} \cdot (C_{xy}(\tau) - C_{xy}(-\tau)) \quad (4.5)$$

Die Fouriertransformierten des geraden und ungeraden Anteils bezeichnet man als Co- und Quadspektrum:

$$Co(f) = 2 \int_0^{\infty} G_{xy}(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau \quad (4.6)$$

$$Qu_{xy}(f) = 2 \int_0^{\infty} U_{xy}(\tau) \sin(2\pi f\tau) d\tau \quad (4.7)$$

Demnach handelt es sich bei dem Cospektrum um den Realteil und beim Quadspektrum um den Imaginärteil des Kreuzkovarianzspektrums.

Integriert man das Cospektrum der vertikalen Windgeschwindigkeit und einer anderen meteorologischen Variablen über den gesamten Frequenzbereich der Turbulenz, so erhält man den vertikalen turbulenten Fluß dieses Parameters. Beschränkt man sich auf die Autokovarianz, so gewinnt man das turbulente Energiespektrum der Größe.

Unter der Annahme, daß die zu integrierende Funktion außerhalb eines Intervalls  $T_0$  gleich null ist, können die Integrationsgrenzen auf dieses Intervall beschränkt werden (WIENER, 1930). Für die statistische Auswertung der turbulenten Fluktuationen ist die Wahl des Meßintervalls  $T_0$  von großer Bedeutung. Es muß so gewählt werden, daß einerseits der Mittelwert der Variable in diesem Zeitraum annähernd konstant bleibt, und andererseits das Intervall groß gegenüber der Schwankungsperiode der Fluktuationen gewählt wird.

Da sich die turbulenten Bewegungsformen über einen sehr großen Frequenzbereich erstrecken, wird dieser üblicherweise logarithmisch dargestellt. Um das Spektrum energierhaltend darzustellen, muß somit die spektrale Energiedichte mit der Frequenz multipliziert werden:

$$\int_{f_1}^{f_2} S(f) df = \int_{\ln f_1}^{\ln f_2} f \cdot S(f) d(\ln f) \quad (4.8)$$

Die von der mittleren Windgeschwindigkeit abhängige Translation von Turbulenz erhöht die Frequenz der Schwankungen meteorologischer Parameter. Um diese 'Verfälschung' des Spektrums zu eliminieren, multipliziert man die Frequenz mit dem Faktor Meßhöhe/Windgeschwindigkeit (LUMLEY, PANOFKY, 1964) und erhält dadurch eine dimensionslose Frequenz  $n$  :

$$n = \frac{f \cdot z}{u} \quad (4.9)$$

Um entsprechend der MONIN-OBUKHOV-Ähnlichkeitstheorie die Spektren nur in Abhängigkeit von der Stabilität darzustellen, werden diese mit den charakteristischen Parametern der beteiligten Größen normiert. Im Falle der Windgeschwindigkeitskomponenten werden die Spektren mit der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  normiert. Für die Temperatur und die Feuchte werden die charakteristischen Größen  $\theta_*$  und  $q_*$  verwendet:

$$T_* = - \frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (4.10)$$

$$q_* = - \frac{\overline{w'q'}}{u_*} \quad (4.11)$$

Die turbulenten Energie- und Cospektren zeigen prinzipiell ein ähnliches Frequenzverhalten. Ihre Maxima liegen im dimensionslosen Frequenzintervall von  $10^{-3}$  bis  $10^0$ . Im Bereich höherer Frequenzen fallen die spektralen Energiedichten im Inertialbereich stark ab. Im niederfrequenten Spektralbereich zeigt sich ohne den Einfluß größerer Skalen ebenfalls ein deutlicher Abfall.

Um eine universelle Darstellung der Spektren zu erhalten, die die spektrale Energiedichte nur noch als Funktion von der Frequenz und der Stabilität beschreibt, wurden in den letzten Jahren mehrere Modellgleichungen für Turbulenzspektren entwickelt, die auf Approximationen an unterschiedliche Datensätze beruhen (u.a. OLESEN et.al., 1984, HØJSTRUP, 1981, MORAES und EPSTEIN, 1987). Zur Beschreibung von Turbu-

lenzspektren hat sich der folgende mathematische Ausdruck als geeignete und relativ allgemeine Funktionsvorgabe erwiesen (OLESEN et.al., 1984):

$$\frac{f \cdot S(f)}{x_* \cdot y_*} = \frac{A \cdot n^\gamma}{(1 + B \cdot n^\alpha)^\beta} \quad (4.12)$$

$x_*, y_*$  : charakteristische Parameter

$A, B, \gamma, \alpha$  und  $\beta$  sind Konstanten, die lediglich von den atmosphärischen Bedingungen abhängen. Dabei bestimmen die Exponenten die Form des Spektrums, während die Parameter  $A$  und  $B$  die Lage festlegen. Ziel der Modellierung ist es, diese Konstanten so zu wählen, daß sie gemessene Spektren optimal wiedergeben und nur Funktionen der die Turbulenz beschreibenden Größen, wie z.B.  $z/L$  sind. Dazu ist es von Vorteil, wenn die Zahl der Größen auf ein Minimum reduziert werden kann. Hierfür setzt man bestimmte Kriterien voraus, die von den Spektren erfüllt werden müssen. So müssen die Energiespektren im Inertialbereich dem KOLMOGOROFF'schen  $-5/3$ -Gesetz, und die Cospektren dem von WYNGAARD und COTÉ (1972) aufgestellten  $-7/3$ -Gesetz gehorchen:

$$S_\alpha(f) = a \cdot e^{2/3} \cdot n^{-5/3} \quad (4.13)$$

$$Co_{xw}(f) = -b \cdot \frac{\partial x}{\partial z} \cdot e^{1/3} \cdot n^{-7/3} \quad (4.14)$$

$a, b$  : Konstanten

$\epsilon$  : turbulente Dissipationsrate

Für das Energiemaximum müssen auf Grund der Extremwertbedingungen folgende Gleichungen erfüllt werden:

$$n_{\max} = \left( \frac{1.5 \cdot \gamma}{B} \right)^{1/\alpha} \quad (4.15)$$

$$\left( \frac{f \cdot S(f)}{x_* \cdot y_*} \right)_{\max} = A \cdot n_{\max}^\gamma \cdot (1 + 1.5 \cdot \gamma)^{-\beta} \quad (4.16)$$

Als letzte Bedingung für die fünf genannten Parameter muß die Übereinstimmung der Varianz bzw. Kovarianz der Modellgleichung mit der der

beobachteten Zeitreihe gewährleistet sein (OLESEN, 1984).

Unter diesen Gesichtspunkten wurden in den letzten Jahren mehrere Modellgleichungen für Energie- und Cospektren in der Literatur vorgestellt. Für die drei Windkomponenten seien hier nur zwei vorgestellt. Die von OLESEN et.al.(1984) (Gl. 4.21-4.23) basieren auf Messungen in Kansas und Minnesota und sind nur für stabile Schichtung gültig. Die von HØJSTRUP (1981) (Gl. 4.25-4.27) veröffentlichten Modellgleichungen beruhen auf Daten, die 1978 an der dänischen Küste über Land aufgenommen wurden und nur die Turbulenzverhältnisse bei labiler Schichtung wiedergeben.

Zur Parametrisierung der Schichtung verwendet OLESEN die bereits in Kapitel 3 erläuterte dimensionslose Scherung  $\phi_m$  und die dimensionslose Dissipation  $\phi_e$ :

$$\phi_e = \frac{\kappa \cdot z \cdot \epsilon}{u_*^3} \quad (4.17)$$

Nach MONIN und OBUKHOV sind  $\phi_m$  und  $\phi_e$  nur von der Stabilität abhängig und somit Funktion von  $z/L$ . Während die Parametrisierung der dimensionslosen Scherung durch Messungen mehrfach bestätigt wurde, liefert die Literatur für die dimensionslose Dissipation unterschiedliche Ergebnisse.

Grundlage für die Parametrisierungen ist der turbulente kinetische Energiehaushalt in der bodennahen Luftschicht in dimensionsloser Form (WYNGAARD und COTÉ, 1971):

$$\frac{\epsilon \cdot \kappa \cdot z}{u_*^3} = \phi_m(z/L) - z/L - \phi_D \quad (4.18)$$

Diese Gleichung beschreibt das Gleichgewicht zwischen der Dissipation auf der einen und dem Zusammenwirken von Scherung, Auftrieb und vertikaler Divergenz des Flusses von turbulenter kinetischer Energie auf der anderen Seite.

Während WYNGAARD und COTÉ mit  $\phi_D \neq 0$  aus Beobachtungen die Beziehungen

$$\phi_e = (1 + 0.5 |z/L|^{2/3})^{3/2} \quad (labil) \quad (4.19)$$

$$\phi_e = (1 + 2.5 \ z/L^{2/3})^{3/2} \quad (\text{stabil}) \quad (4.20)$$

ermittelten , erlaubten die Ergebnisse von Mc Bean und Elliott (1975) und Garratt (1972) die Vernachlässigung von  $\phi_0$  :

$$\phi_e = \phi_m - z/L \quad (4.21)$$

Diese Stabilitätsabhängigkeit ist graphisch in Abbildung 6.9 dargestellt.

Unter Berücksichtigung des KOLMOGOROFF-Gesetzes (Gl. 4.13) und mit der Verwendung dieser Stabilitätsfunktionen werden die in Kansas und Minnesota bei stabiler Schichtung gemessenen Spektren durch die folgenden, von OLESEN et.al. entwickelten Modellgleichungen für die drei Windgeschwindigkeiten approximiert:

$$\frac{f \cdot S_u(f)}{u_*^2} = \frac{79 \cdot (n/\phi_m)}{1 + 263 \cdot (n/\phi_m)^{5/3}} \cdot \left( \frac{\phi_e}{\phi_m} \right)^{2/3} \quad (4.22)$$

$$\frac{f \cdot S_v(f)}{u_*^2} = \frac{13 \cdot (n/\phi_m)}{1 + 32 \cdot (n/\phi_m)^{5/3}} \cdot \left( \frac{\phi_e}{\phi_m} \right)^{2/3} \quad (4.23)$$

$$\frac{f \cdot S_w(f)}{u_*^2} = \frac{3.5 \cdot (n/\phi_m)}{1 + 8.6 \cdot (n/\phi_m)^{5/3}} \cdot \left( \frac{\phi_e}{\phi_m} \right)^{2/3} \quad (4.24)$$

Die von OLESEN et.al. gewählte Form des Spektrums mit  $\alpha=5/3$  und  $\beta=1$  bezeichnet man als "blunt model". Die von HØJSTRUP (1981) entwickelten stabilitätsabhängigen Modellspektren für labile Schichtung setzen sich aus einer Kombination von "blunt" und "pointed model" ( $\alpha=1$ ,  $\beta=5/3$ ) zusammen.

Die Höhenabhängigkeit der Turbulenz bezieht sich bei stabiler Schichtung nur auf die Meßhöhe  $z$ . Demgegenüber müssen bei labiler Schichtung die konvektiven Prozesse bis zur Höhe der niedrigsten Inversion  $z_i$  berücksichtigt werden. Diese Höhe ist jedoch nur für die Horizontalwindkomponenten relevant, da die vertikalen Fluktuationen unabhängig von der Stabilität durch den Abstand zum Boden begrenzt sind.

Die Modellgleichungen für die Horizontalwindkomponenten von HØJSTRUP teilen sich in zwei Terme. Der eine Teil der Gleichungen beschreibt die Spektren bei neutraler Schichtung und ist somit unabhängig von der Stabilität. Hier geht die Meßhöhe  $z$  ein. Der zweite Teil bezieht sich auf die konvektiven Prozesse, wobei die Höhe der niedrigsten Inversion als Höenskala verwendet wird.

Entsprechend der vertikalen Erstreckung der niedrigsten Inversion  $z_i$  verwendet HØJSTRUP die daraus resultierende dimensionslose Frequenz  $n_i$ :

$$n_i = \frac{f \cdot z_i}{u} \quad (4.25)$$

Als Maßzahl für die Stabilität der Schichtung über die gesamte planetarische Grenzschicht gebraucht er entsprechend  $z_i/L$ :

$$\frac{f \cdot S_u(f)}{u_*^2} = \frac{0.5 \cdot n_i}{1 + 2.2 \cdot n_i^{5/3}} \cdot \left(-\frac{z_i}{L}\right)^{2/3} + \frac{105 \cdot n}{(1 + 33 \cdot n)^{5/3}} \quad (4.26)$$

$$\frac{f \cdot S_v(f)}{u_*^2} = \frac{0.32 \cdot n_i}{1 + 1.1 \cdot n_i^{5/3}} \cdot \left(-\frac{z_i}{L}\right)^{2/3} + \frac{17 \cdot n}{(1 + 9.5 \cdot n)^{5/3}} \quad (4.27)$$

Das Spektrum der Vertikalwindkomponente besteht ebenfalls aus zwei Termen, ist aber unabhängig von der Inversionshöhe  $z_i$ :

$$\frac{f \cdot S_w(f)}{u_*^2} = \frac{32 \cdot n}{(1 + 17 \cdot n)^{5/3}} \cdot \left(-\frac{z}{L}\right)^{2/3} + \frac{2 \cdot n}{(1 + 5.3 \cdot n)^{5/3}} \quad (4.28)$$

Ist die Höhe der niedrigsten Inversion  $z_i$  nicht bekannt, so kann sie über einen Parametrisierungsansatz für neutrale Schichtung approximiert werden (PANOFSKY/DUTTON, 1984):

$$z_i = az \cdot \frac{u_*}{f_c} \quad (4.29)$$

$az$  : Konstante ( $\approx 0.3$ )

$f_c$  : Coriolisparameter ( $=2 \Omega \sin \Phi$ )

Um die Spektren ausschließlich mit bodennahen Parametern zu beschreiben, wird dieser Ansatz für den Vergleich mit den Modellgleichungen von HØJSTRUP (1981) als Näherung für die Inversionshöhe  $z_i$  verwendet.



Zudem ist der Einfluß der sich über die gesamte planetarische Grenzschicht erstreckenden Turbulenzelemente in Bodennähe nicht von so großer Bedeutung wie in höheren Regionen, sodaß diese Approximation durchaus als vereinfachtes Modell vertretbar ist.

Die Abbildungen 4.1-4.3 zeigen die Stabilitätsabhängigkeit der Energiespektren der drei Windkomponenten für stabile Schichtung nach OLESEN et.al.. Mit Zunahme der Stabilität zeigt sich eine schwache Abnahme der Energiedichte im Maximum und eine Verlagerung zu höheren Frequenzen.

Bei der Darstellung der Energiespektren für labile Schichtungsverhältnisse wurde sowohl die Stabilität bei konstanter Inversionshöhe, als auch die Inversionshöhe bei konstanter Stabilität variiert. Dabei zeigt sich mit zunehmender Labilität eine Erhöhung der Energiedichte im gesamten turbulenten Spektralbereich und eine geringfügige Verlagerung zu niedrigeren Frequenzen. Nimmt die Inversionshöhe bei konstanter Stabilität zu, so verlagert sich das Maximum zum Niederfrequenten. Während sich die Energiedichte im Maximum nur geringfügig erhöht, ergibt sich ein starker Zuwachs der Gesamtenergie.

Im Gegensatz zu den Energiespektren der Windkomponenten sind Modellansätze für das Spektralverhalten der vertikalen Flüsse von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme in der Literatur kaum zu finden. KAIMAL et.al. (1972) geben lediglich Modellgleichungen für die vertikalen Flüsse von Impuls und fühlbarer Wärme bei neutraler Schichtung:

$$-\frac{f \cdot C_{w\theta}(f)}{u_* \theta_*} = \frac{11 \cdot n}{(1 + 13.3 \cdot n)^{1.75}} \quad n \leq 1 \quad (4.30)$$

$$= \frac{4.4 \cdot n}{(1 + 3.8 \cdot n)^{2.4}} \quad n \geq 1$$

$$-\frac{f \cdot C_{uw}(f)}{u_*^2} = \frac{14 \cdot n}{(1 + 9.6 \cdot n)^{2.4}} \quad (4.31)$$

Die Stabilitätsabhängigkeit der Flüsse liefern sie jedoch nur für den

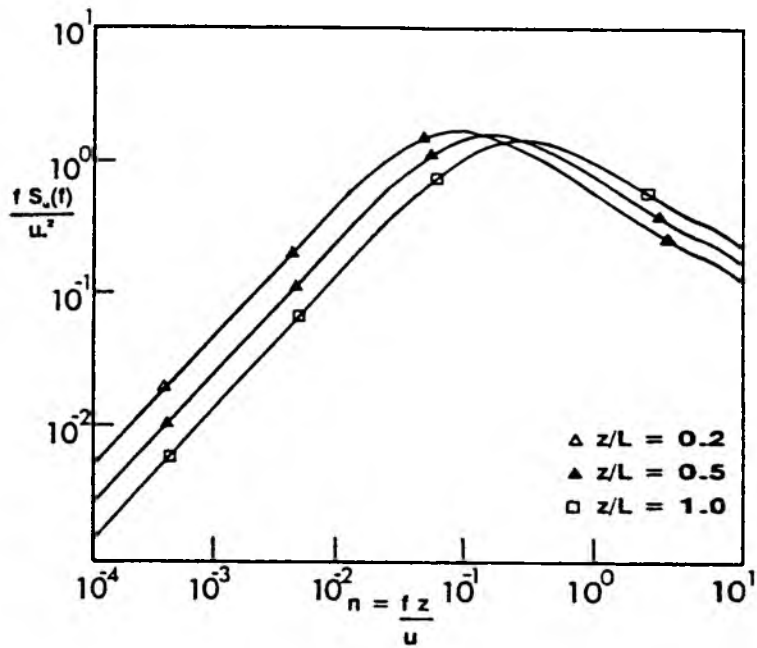


Abb. 4.1 : Stabilitätsabhängigkeit des Energiespektrums der u-Komponente für stabile Schichtung nach OLESEN et.al.(1984).

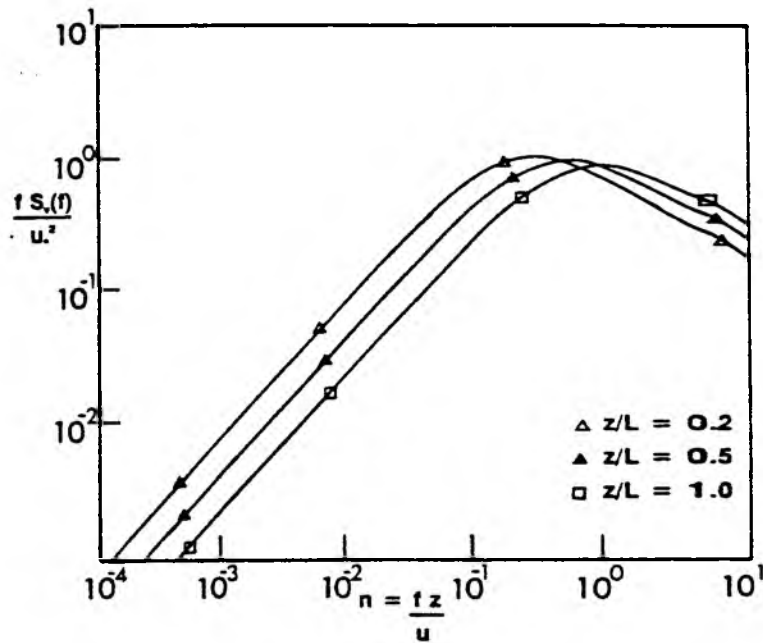


Abb. 4.2 : Stabilitätsabhängigkeit des Energiespektrums der v-Komponente für stabile Schichtung nach OLESEN et.al.(1984).

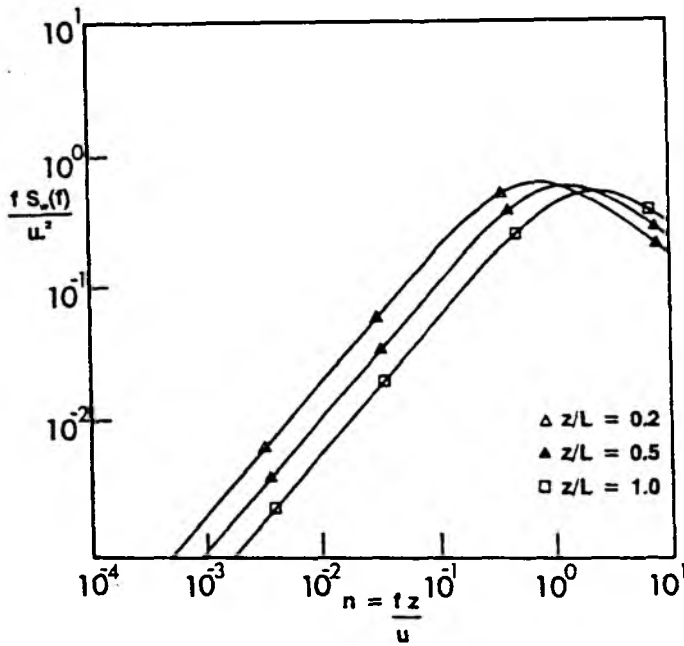


Abb. 4.3 : Stabilitätsabhängigkeit des Energiespektrums der w-Komponente für stabile Schichtung nach OLESEN et.al.(1984).

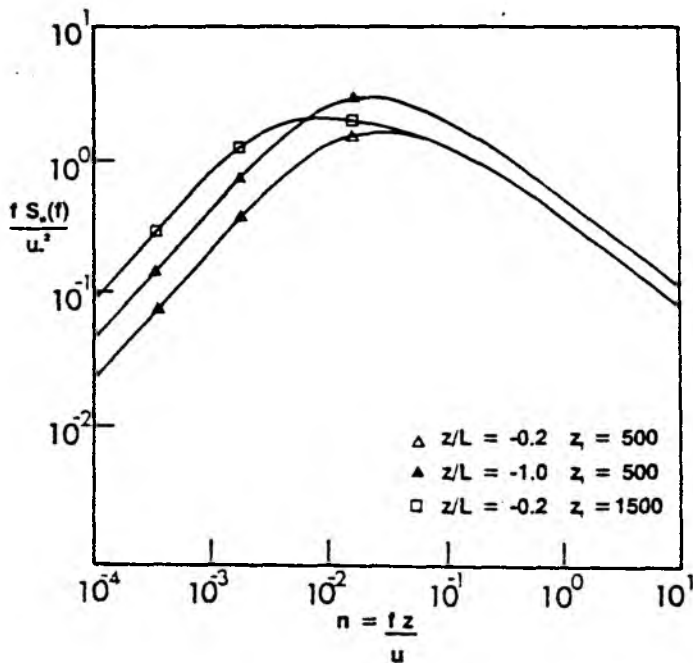


Abb. 4.4 : Stabilitäts- und Inversionshöhenabhängigkeit des Energiespektrums der u-Komponente für labile Schichtung nach HØJSTRUP (1981).

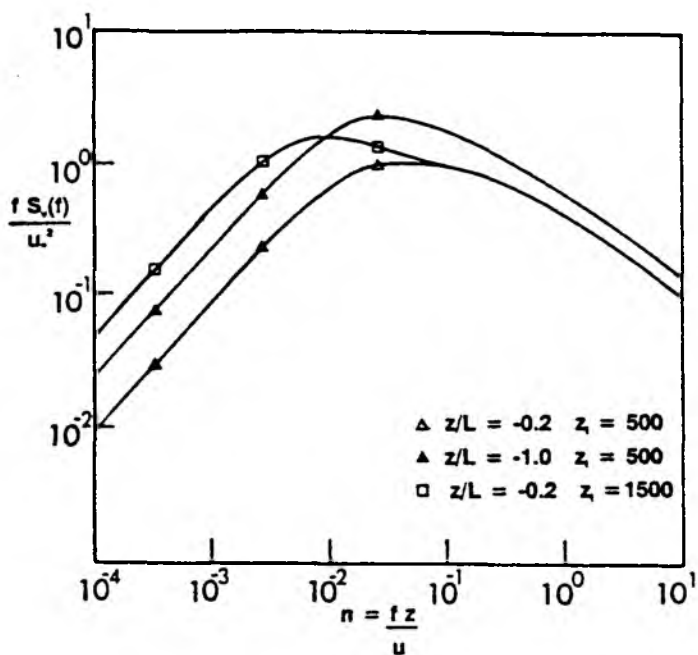


Abb. 4.5 : Stabilitäts- und Inversionshöhenabhängigkeit des Energiespektrums der v-Komponente für labile Schichtung nach HØJSTRUP (1981).

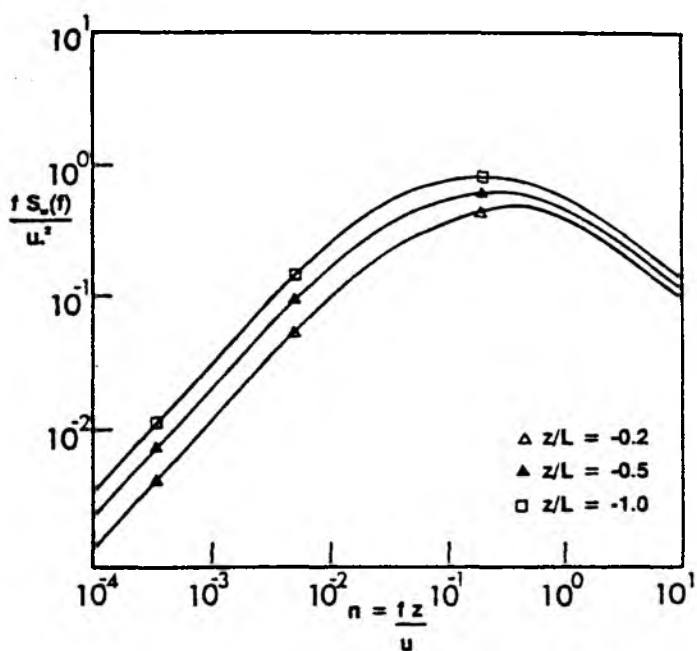


Abb. 4.6 : Stabilitätsabhängigkeit des Energiespektrums der w-Komponente für labile Schichtung nach HØJSTRUP (1981).

Inertialbereich. Für den Impulsfluß erhalten sie:

$$-\frac{f \cdot C_{uw}(f)}{u_*^2 \cdot D(z/L)} = \frac{0.56 \cdot n^{-4/3}}{(2 \cdot \pi)^{4/3}} \quad (4.32)$$

mit

$$D(z/L) = \begin{cases} 1 & -2 \leq z/L \leq 0 \\ 1 + 7.9 \cdot z/L & 0 \leq z/L \leq 2 \end{cases}$$

Der sensible Wärmefluß wird berechnet mit:

$$-\frac{f \cdot C_{w\theta}(f)}{u_* \cdot \theta_* \cdot F(z/L)} = \frac{1.62 \cdot n^{-4/3}}{(2 \cdot \pi)^{4/3}} \quad (4.33)$$

mit

$$F(z/L) = \begin{cases} 1 & -2 \leq z/L \leq 0 \\ 1 + 6.4 \cdot z/L & 0 \leq z/L \leq 2 \end{cases}$$

Zur Berechnung der Energie- und Cospektren benötigt man somit die Kenntnis der vertikalen turbulenten Flüsse von Impuls (Gl.3.1), fühlbarer und latenter Wärme (Gl. 4.10 und 4.11), sowie die Höhe der niedrigsten Inversion.

Da die gemessenen Flüsse experimentell nur schwer zu bestimmen sind und ihre Berechnung aus mittleren Größen über die "bulk"-aerodynamische Methode teilweise über Land empirisch ermittelte Beziehungen beinhalten, und somit mit Unsicherheiten behaftet sind, soll im Rahmen dieser Arbeit eine Modellierung der Spektren in direkter Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit, der Temperatur- und Feuchtedifferenz zwischen Luft und Wasser erarbeitet werden. Für die Auswertung werden lediglich Daten aus der wassernahen Luftschicht verwendet, da zu erwarten ist, daß die Höhe der niedrigsten Inversion  $z_i$  auch bei labiler Schichtung keinen großen Einfluß auf die Turbulenzverhältnisse ausübt und somit nicht explizit berücksichtigt werden muß.

## 5. Datenmaterial

Die im Rahmen dieser Arbeit zur Auswertung verwendeten Daten wurden in den Sommermonaten der Jahre 1988 und 1989 in der Kieler Bucht aufgenommen. Der Meßmast war während der beiden Meßperioden in der Nähe des Kieler Leuchtturms auf der Position  $54^{\circ} 30,1'$  Nord,  $10^{\circ} 16,4'$  Ost auf einem Dreibein fest verankert. Für die Messungen der turbulenten Windschwankungen wurde ein dreidimensionales Propellersystem verwendet, das in ca. 10 Meter Höhe an einer Windfahne angebracht war. Zur Messung der Temperatur- und Feuchtefluktuationen war innerhalb des Propellersystems ein Psychrometer ebenfalls an der Windfahne montiert. Die Propellerumdrehungswerte, die Ausrichtung der Windfahne sowie die Widerstandswerte des Trocken- und Feuchtthermometers wurden alle 0.25 Sekunden registriert.

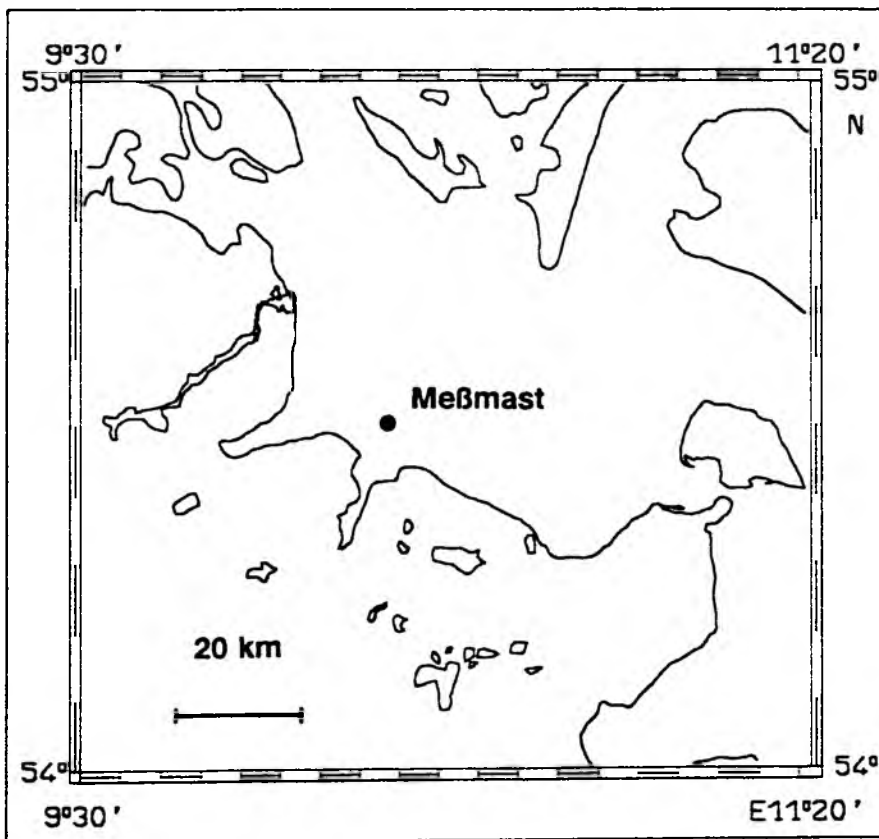


Abb. 5.1 : Position des Meßmastes in der Kieler Bucht  
(Mercatorprojektion)

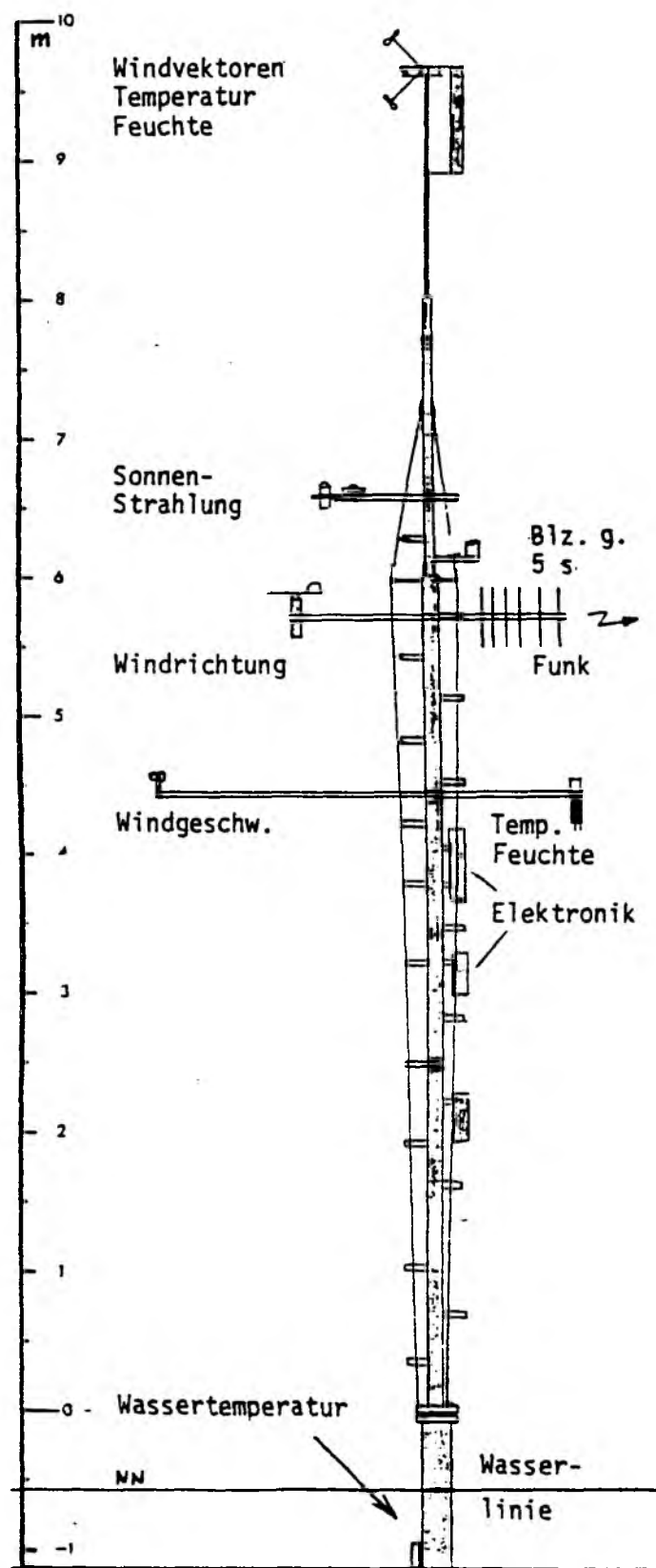


Abb. 5.2.: Messmastaufbau

Parallel dazu wurden Mittelwerte der Windgeschwindigkeit und -richtung, der kurzwelligen Einstrahlung, der Trocken-, Feucht- und Wassertemperatur, des Pegels und des Luftdrucks in 8-Minuten-Intervallen aufgenommen.

Das Propellersystem setzt sich aus drei rechtwinklig zueinander stehenden Propelleranemometern zusammen, die jeweils 4 Tragflügel aus Karbonfaser besitzen, die schraubenförmig auf eine zentrale Achse zulaufen. Das gesamte System ist so an der Windfahne installiert, daß die Resultierende der drei Propellerachsen im Mittel stets in Windrichtung ausgerichtet ist.

Das Psychrometer befindet sich in einem speziellen Gehäuse mit einer konstanten Ventilation von ca. 4 m/sec und ist durch dieses vor Regen und Strahlungseinflüssen geschützt. Ein vor der nach unten gerichteten Öffnung angebrachtes Perlongitter mit einer Maschenweite von 0.5 mm dient als Schutz vor Spritzwasser. Die Wasserversorgung des Thermoelements zur Feuchtemessung erfolgt über eine peristaltische Pumpe, die einen Baumwollfaden mit destilliertem Wasser tränkt. Die direkte Befuchtung des Thermoelements erfolgt über eine dünne Abzweigung, sodaß eine konstante Wasserversorgung gewährleistet ist und das überschüssi-

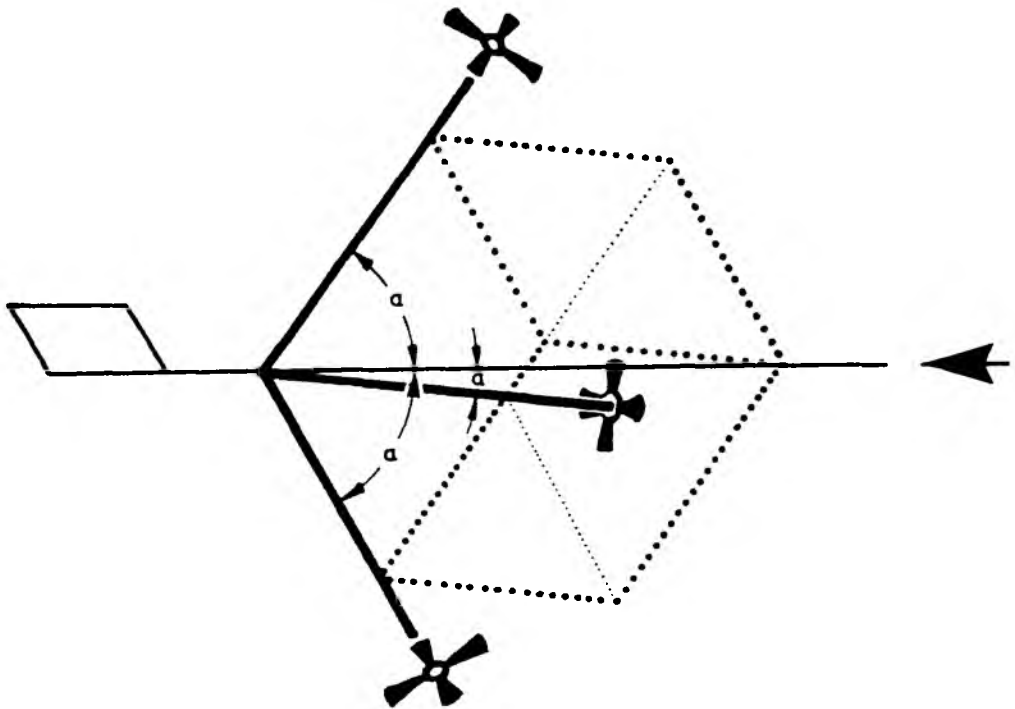


Abb. 5.3.: Schematische Darstellung des Propellersystems



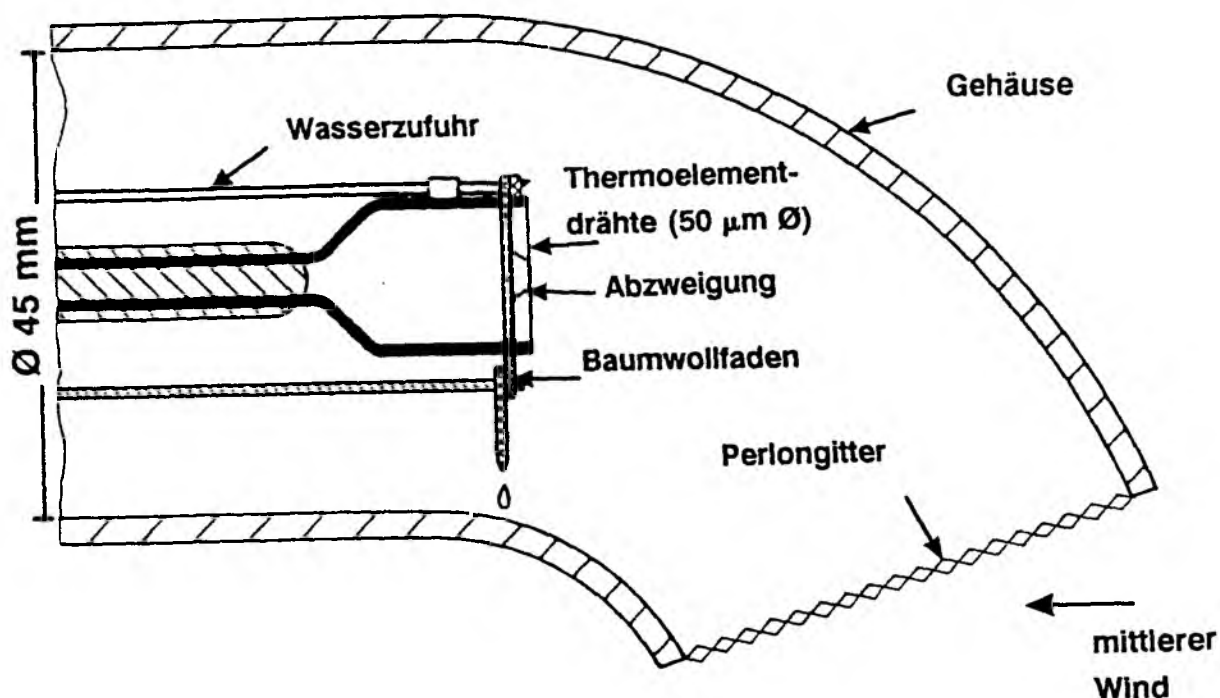


Abb. 5.4. Schematische Darstellung des Psychrometers

ge Wasser am Baumwollfaden abtropfen kann. Die dünne Abzweigung ermöglicht zudem bereits auf dem Weg zum Thermoelement eine Angleichung der Wasser- an die Lufttemperatur. Die Referenztemperatur für die Thermoelemente wird in einem Kupferblock gemessen.

Die gemessenen Daten wurden telemetrisch zum Institut für Meereskunde Kiel übermittelt und dort auf Magnetbändern gespeichert.

Die Berechnung der Feucht- und Trockentemperaturen aus den Widerstandswerten der Thermometer erfolgte mit Hilfe der von Dr. Klaus Uhlig am Institut für Meereskunde in Kiel bestimmten Eichkoeffizienten. Die Korrektur des Frequenzverhaltens der Meßfühler wurde in Abhängigkeit von der mittleren Windgeschwindigkeit durchgeführt, da diese die Ventilation im Gehäuse beeinflusste. Die Umrechnung der Anemometerdaten in Windgeschwindigkeiten wurde mit einem von Dr. Heinz Fechner entwickelten, und im Rahmen dieser Arbeit optimierten Eichprogramm durchgeführt. Zunächst wurden die Daten auf Lücken untersucht und diese linear interpoliert. Zeitreihen mit Datenlücken, die länger als 2 Sekunden auftraten, wurden für die Auswertung nicht berücksichtigt. Fälle mit Windgeschwindigkeiten, die den Schwellwert von 3 m/sec un-

terschritten, wurden ebenfalls nicht verwendet, da die Ausrichtung der Windfahne in Windrichtung und die Genauigkeit der Propellerumdrehungswerte nicht mehr gewährleistet war. Anschließend wurden die Windkomponenten längs der Propellerachsen über Eich Tabellen und der daraus resultierende Anströmwinkel berechnet. Auf diese Windgeschwindigkeiten wurde eine Trägheitskorrektur mit einer Ansprechlänge von 2.1 Meter angewendet. Unter Berücksichtigung der mittels zweier Libellen gemessenen Meßmastkipfung und der Ausrichtung der Windfahne wurden durch mehrere Koordinatentransformationen die vertikale, die Ost- und die Nordkomponente des Windes berechnet.

Zur Auswertung wurde nicht das gesamte Datenmaterial herangezogen, da der überwiegende Teil bei annähernd neutraler, bzw. schwach labiler Schichtung aufgenommen wurde. Die verwendeten Größen werden bis auf die Feuchte (g/kg) in SI-Einheiten angegeben (siehe Symbolverzeichnis). Die Zielvorstellung für die Auswahl war, ein möglichst breites Spektrum an Schichtungsverhältnissen zu erhalten. Extrem labile Fälle konnten jedoch nicht berücksichtigt werden, da die entsprechenden Windgeschwindigkeiten unterhalb des bereits erwähnten Schwellwertes von 3 m/sec lagen. Die Anzahl an verwertbaren Realisierungen bei stabiler Schichtung waren sehr gering, sodaß keine statistisch gesicherten Ergebnisse für diesen Stabilitätsbereich zu erwarten waren.

Der sich daraus ergebende Datensatz wurde in Fälle mit auf- und ablandigem Wind unterteilt, um die Meßungen, die von Land beeinflußt sein könnten, separat untersuchen zu können. Dabei zeigte sich, daß die Anzahl der Fälle mit Wind von See etwas geringer war und diese fast ausschließlich bei schwach labiler Schichtung aufgenommen wurden. Die geringe Anzahl lag zum einen an den überwiegenden Westwindlagen während der beiden Meßperioden, die, wie in Abbildung 5.1 zu erkennen ist, den Realisierungen bei ablandigem Wind zuzuordnen sind. Die Daten mit südöstlichen Windrichtungen konnten nicht verwendet werden, da der Leuchtturm Kiel die Turbulenz am Meßort signifikant beeinflusste.

Nach dieser Auswahl standen 311 Zeitreihen mit einer jeweiligen Registrierdauer von 68 Minuten zur Verfügung. Für jede Zeitreihe wurden durch eine Koordinatentransformation die Fluktuationen in Richtung des mittleren Windvektors und die horizontal und vertikal senkrecht dazu stehenden Komponenten bestimmt. Daraufhin wurden die Energiespektren dieser drei Windkomponenten und die Cospektren der vertikalen Flüsse

von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme berechnet. Bei den Horizontalwindkomponenten und den Cospektren wurde der Frequenzbereich von  $2.5 \cdot 10^{-4}$  bis 0.5 Hertz abgedeckt. Da das Energiemaximum der Vertikalwindkomponente im Frequenzintervall von  $10^{-1}$  und  $10^0$  liegt, wurden diese Spektren für den Bereich von  $1 \cdot 10^{-3}$  bis 2 Hertz berechnet. Die jeweils berechneten 2048 Spektralwerte wurden durch eine Mittelung über logarithmisch in etwa äquidistante Frequenzintervalle auf 40 Werte reduziert.

Zunächst erfolgte eine Trennung der gewonnenen Spektren in Fälle mit auf- und ablandigem Wind. Daraufhin wurde eine Klasseneinteilung nach Schichtungsverhältnissen durchgeführt, um die zu erwartenden systematischen Variationen der Spektren übersichtlicher darstellen zu können. Die Cospektren wurden zudem nach ihrer mittleren Windgeschwindigkeit klassifiziert. Jeder Klasse wurden gemittelte Energie- bzw. Cospektren zugeordnet. Die Anzahl der gemittelten Einzelspektren pro Klasse schwankt zwischen 3 bei stark labiler Schichtung und 21 bei schwacher Labilität. Bei der Einteilung nach mittleren Windgeschwindigkeiten liegt diese Anzahl zwischen 7 und 20.

Durch diese Mittelungen und die Anwendung des Hanning-Fensters auf die Spektren wird bei den Cospektren, die nach der Windgeschwindigkeit klassifiziert wurden, die Anzahl von 100 Freiheitsgraden nicht unterschritten. Bei den Energiespektren der Horizontalwindkomponenten wird dieser Wert aufgrund der logarithmisch eingeteilten Frequenzintervalle und der Einteilung in Stabilitätsklassen erst bei Spektralwerten mit Frequenzen, die größer als  $2 \cdot 10^{-3}$  Hertz sind, erreicht. Beim w-Spektrum gilt dies für Frequenzen, die größer als  $10^{-2}$  Hertz sind.

Abbildung 5.5 liefert eine Übersicht über die Mittelwerte von Temperaturdifferenz Luft-Wasser und Windgeschwindigkeit für die 55 nach Schichtungsverhältnissen gemittelten Spektren. Die Kurven beschreiben konstante Verhältnisse von Temperaturdifferenz zum Quadrat der Windgeschwindigkeit. Von diesen Spektren fallen 28 in die Kategorie 'ablandig'. 27 Fälle sind der Kategorie 'auflandig' zugeordnet. Die Graphik verdeutlicht, daß nur sehr wenig Fälle mit stabiler Schichtung zur Verfügung standen und statistisch sichere Ergebnisse für diese Schichtungsverhältnisse nicht zu erwarten waren.

Bei der Klasseneinteilung in Windgeschwindigkeiten war die Anzahl der gemittelten Spektren pro Klasse deutlich höher und die Anzahl an Klas-

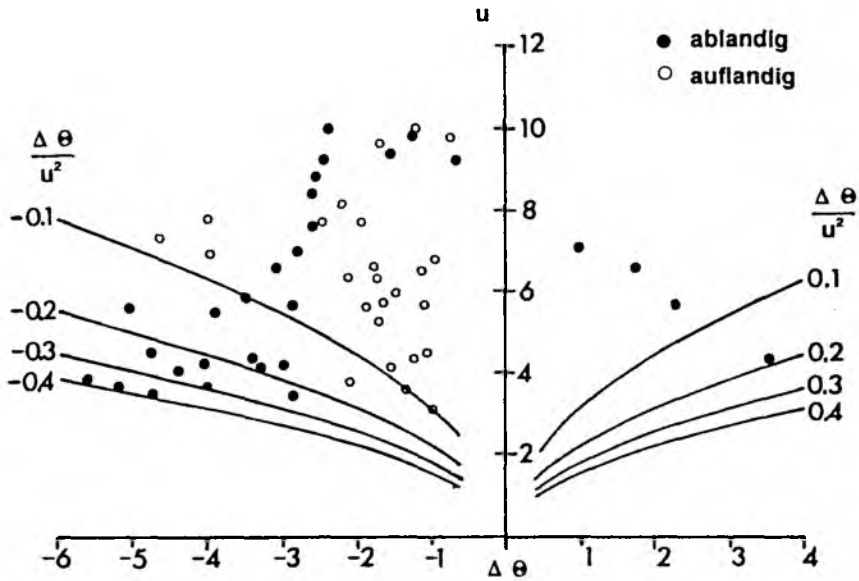


Abb. 5.5. : Verteilung der Stabilität der gemittelten Spektren

sen geringer. Es standen 13 Fälle mit ablandigem Wind 11 Fällen mit auflandigem Wind gegenüber.

Zusätzlich wurde aus allen 311 Einzelzeitreihen ein mittleres Spektrum des Windbetrages berechnet. Aus der längsten zusammenhängenden Zeitreihe der 8-Minuten-Mittelwerten wurde ebenfalls die spektrale Verteilung der Energiedichte des Windbetrages berechnet. Diese beiden, sich überlappenden Spektren decken den Periodenbereich von 2 Sekunden bis ca. 30 Tage ab und bieten somit die Möglichkeit, die Übergänge von den turbulenten über die mesoskalige bis zu den synoptischen Prozessen darzustellen.

## 6. Ergebnisse

### 6.1 Vergleich der "bulk"-aerodynamischen Methode mit den direkten Korrelationsmessungen

Die Normierung der Energie- und Cospektren erfolgt durch Division mit den entsprechenden, aus der MONIN-OBUKHOV Theorie hergeleiteten Skalierungsparametern  $u_*$ ,  $\theta_*$  und  $q_*$ , deren Definitionen in Kapitel 3 und 4 dargestellt sind. Diese Größen werden, wie das Stabilitätsmaß  $z/L$ , über die direkten Messungen der vertikalen Flüsse bestimmt. Da diese jedoch im allgemeinen über See nicht verfügbar sind, werden sie über die Mittelwerte der Windgeschwindigkeit, und der Temperatur- und Feuchtedifferenz zwischen Meßhöhe und Wasseroberfläche sowie über die Transportkoeffizienten  $C_D$ ,  $C_H$  und  $C_E$  näherungsweise bestimmt. Die Anwendung dieser als "bulk"-aerodynamische Methode bezeichneten Parametrisierung beinhaltet aber unter Umständen große Fehler, da die in der Literatur vorgestellten Transportkoeffizienten zum Teil sehr stark voneinander abweichen und nicht unbedingt übertragbar sind. Um diesen möglichen Fehler zu umgehen, bietet sich die Verwendung der Mittelwerte selbst als Normierungsgrößen und des Hebungsterm  $\Delta\theta/u^2$  als Stabilitätsmaß an. Im Folgenden soll die Güte dieser beiden Methoden mit den direkten Fluktuationsmessungen verglichen werden.

Die Berechnung der Skalierungsparameter aus den Mittelwerten erfolgt mit den Gleichungen, die sich durch Gleichsetzen der über die direkten Messungen und die "bulk"-aerodynamischen Methode bestimmten Flüsse von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme ergeben :

$$u_* = \overline{u} \cdot \sqrt{C_D} \quad (6.1)$$

$$\theta_* = \frac{C_H \cdot \overline{\Delta\theta}}{\sqrt{C_D}} \quad (6.2)$$

$$q_* = \frac{C_E \cdot \overline{\Delta q}}{\sqrt{C_D}} \quad (6.3)$$

In dieser Arbeit wurden die Transportkoeffizienten aus den Tabellen 3.1 und 3.2 nach ISEMER und HASSE (1987) verwendet.

In Abbildung 6.1 ist der Vergleich zwischen der aus den direkten Messungen berechneten Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  mit der mittleren Windgeschwindigkeit  $u$  dargestellt. Mit 0.97 für ablandigen und 0.99 für auflandigen Wind liegen die Korrelationskoeffizienten sehr hoch.

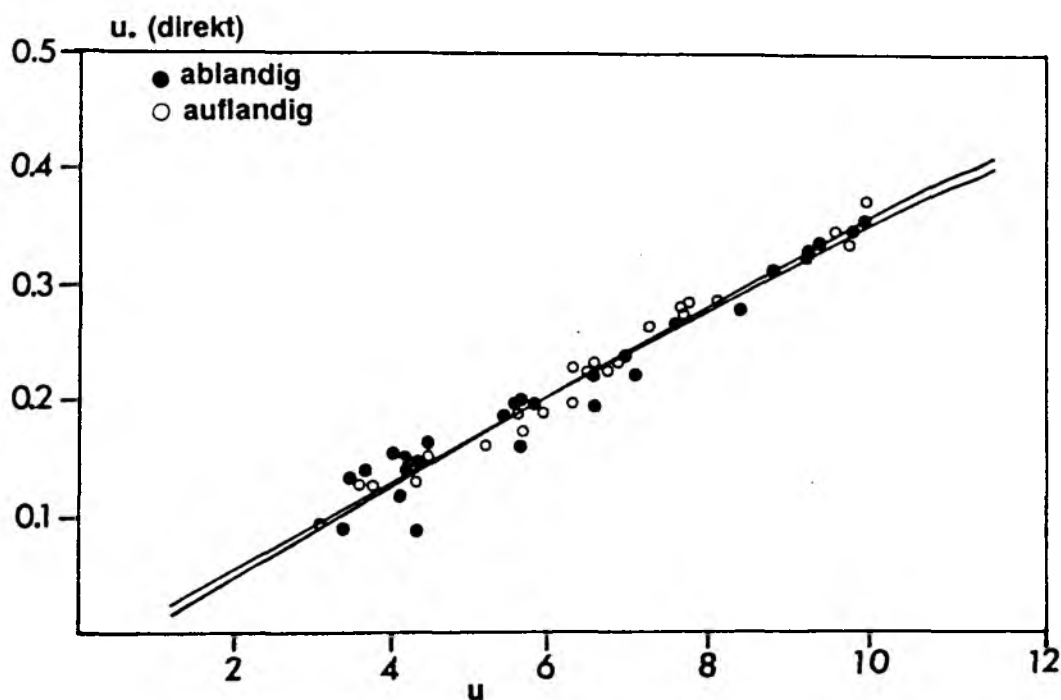


Abb. 6.1 : Die über der Kieler Bucht direkt gemessenen Schubspannungsgeschwindigkeiten gegen die mittlere Windgeschwindigkeit. Die beiden Geraden bilden die 'Regressionsschere' für ablandigen Wind.

Entsprechend ergab der Vergleich zwischen der über die direkten Messungen und der über die Parametrisierung ermittelten Schubspannungsgeschwindigkeiten ebenfalls eine annähernd gleich hohe Korrelation von 0.98 für ablandigen und 0.99 für auflandigen Wind (Abbildung 6.2). Die dabei mit der Methode der kleinsten Quadrate berechneten Ausgleichsge-

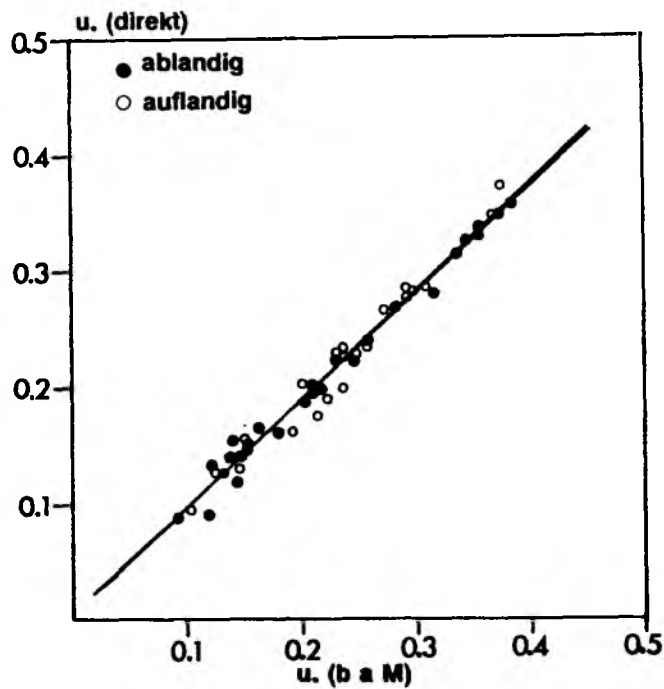


Abb. 6.2 : Die direkt gemessenen und die über die "bulk"-aerodynamische Methode (b a M) berechneten Schubspannungsgeschwindigkeiten (Geraden wie in Abb. 6.1).

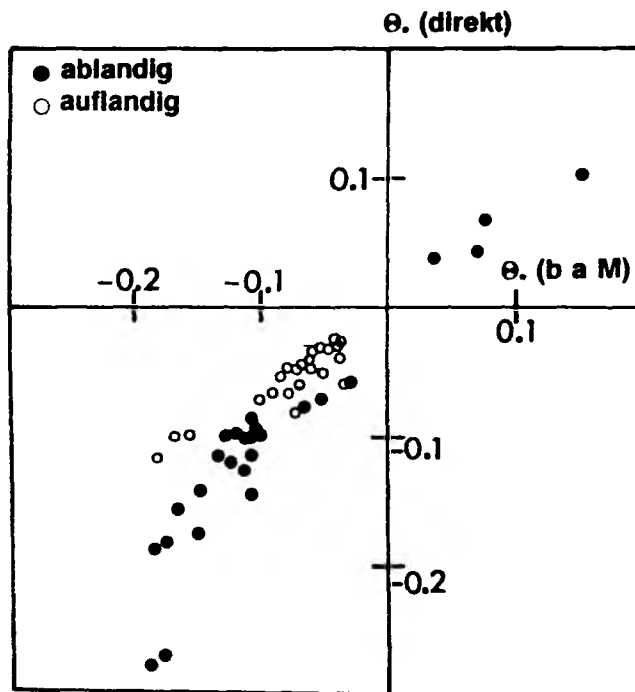


Abb. 6.3 : Die direkt gemessenen und die über die "bulk"-aerodynamische Methode (b a M) berechneten charakteristischen Temperaturen.

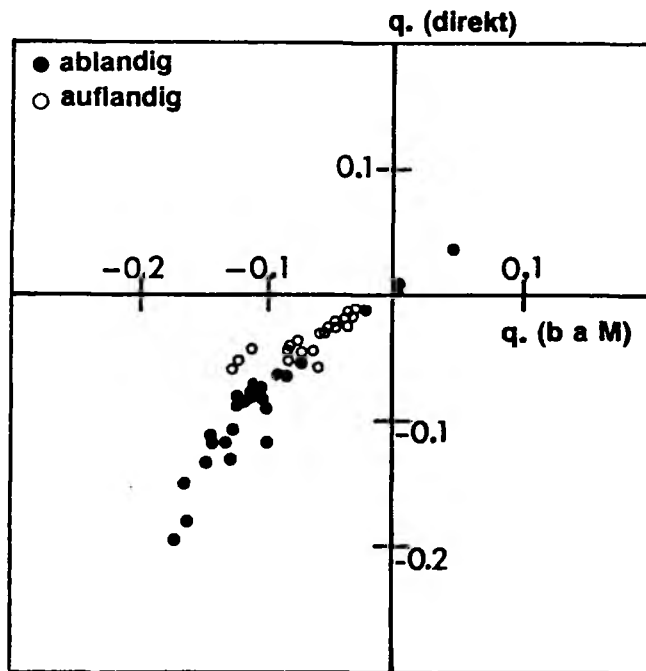


Abb. 6.4 : Die direkt gemessenen und die über die "bulk"-aerodynamische Methode (b a M) berechneten charakteristischen Feuchten.

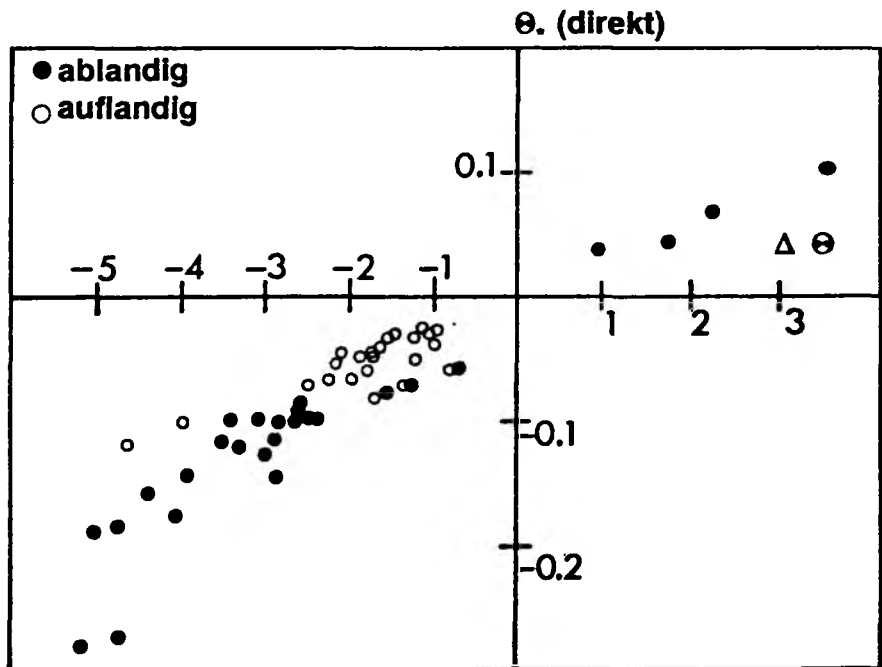


Abb. 6.5 : Die über der Kieler Bucht direkt gemessenen charakteristischen Temperaturen gegen die mittlere Temperaturdifferenz.



raden mit einer Steigung von 0.90 für Wind von Land und 0.94 für Wind von See lassen vermuten, daß eine Verwendung der von ISEMER und HASSE (1987) für die offene See angegebenen Transportkoeffizienten zu hohe Werte liefert.

Der Vergleich der aus den direkten Messungen bestimmten mit der über die "bulk"-aerodynamische Methode berechneten charakteristischen Temperaturen und Feuchten  $\theta_*$  und  $q_*$  (Abb. 6.3 u. 6.4) liefert mit jeweils 0.94 einen gegenüber der Schubspannungsgeschwindigkeit etwas niedrigeren Korrelationskoeffizienten. Dabei treten die stärksten Abweichungen bei den vom Betrag her höchsten Werten auf. Stellt man die direkten Messungen der charakteristischen Größen  $\theta_*$  und  $q_*$  den entsprechenden Temperatur- bzw. Feuchtedifferenzen zwischen Meßhöhe und Meeresoberfläche gegenüber, so ergeben sich mit 0.95 und 0.96 für ablandigen Wind ebenfalls hohe Korrelationskoeffizienten (Abb. 6.5 u. 6.6).

Ein Vergleich des über die direkten Messungen und über die "bulk"-aerodynamische Methode berechneten Stabilitätsmaßes  $z/L$  zeigt mit einem Korrelationskoeffizienten von 0.96 eine sehr gute Übereinstimmung (Abb. 6.7). Größere Abweichungen treten lediglich bei extremen Schichtungsverhältnissen auf, bei denen jedoch die Anzahl der Mittelungen

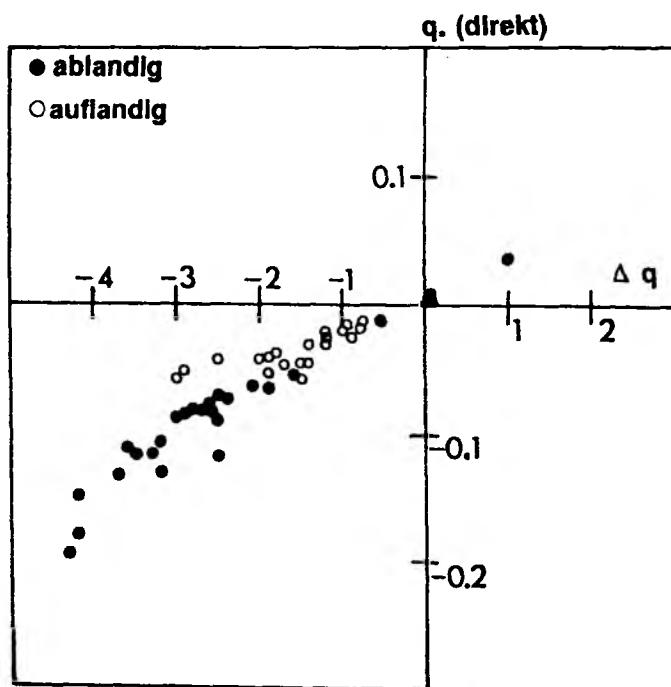


Abb. 6.6 : Die über der Kieler Bucht direkt gemessenen charakteristischen Feuchten gegen die mittlere Feuchtedifferenz.

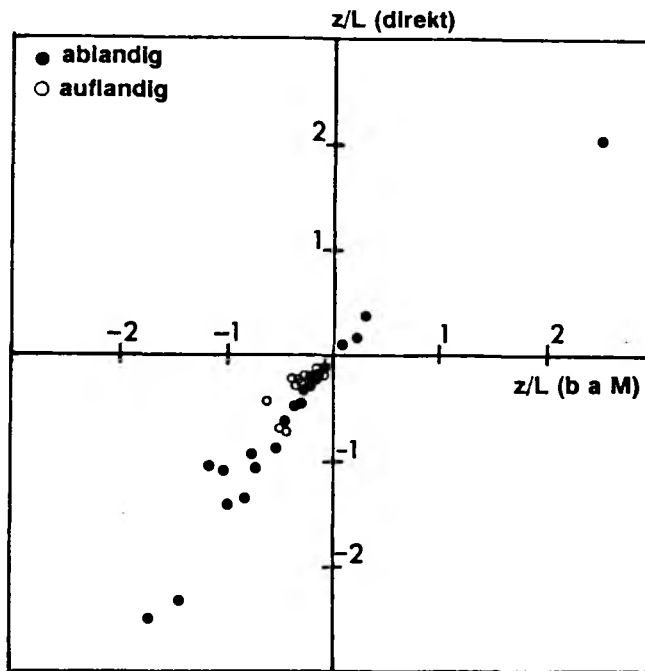


Abb. 6.7 : Das aus den direkten Messungen gegen das über die "bulk"-aerodynamische Methode (b a M) berechnete Stabilitätsmaß  $z/L$ .

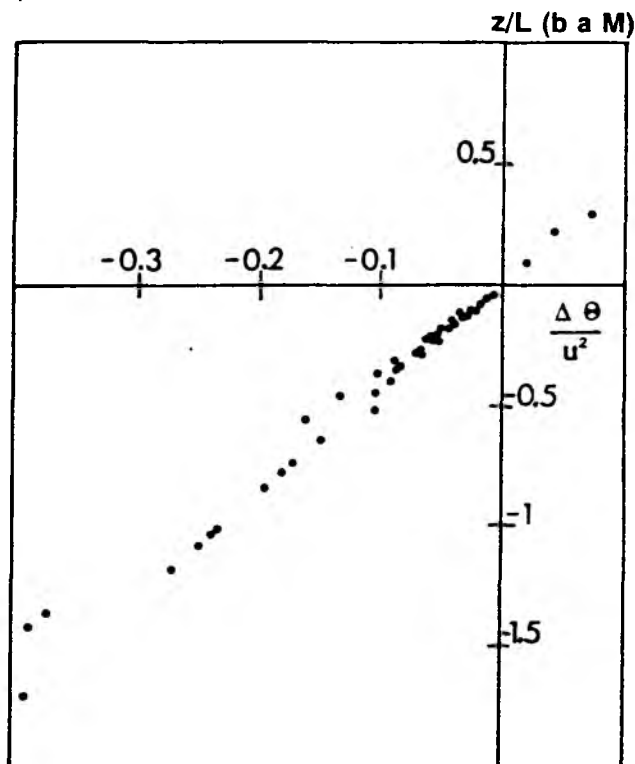


Abb. 6.8 : Das über die "bulk"-aerodynamische Methode berechnete Stabilitätsmaß (b a M) gegen den Auftriebsterm  $\Delta\theta/u^2$ .

pro Klasse deutlich niedriger und somit die statistische Sicherheit geringer ist. Trägt man das mit Hilfe der "bulk"-aerodynamischen Methode berechnete  $z/L$  gegen den Auftriebsterm  $\Delta\theta/u^2$  auf (Abb. 6.8), so ergibt sich sowohl für labile als auch für stabile Schichtung ein linearer Zusammenhang. Die Abweichungen von der Ausgleichsgerade sind relativ gering und wahrscheinlich nur auf die relativ grobe Einteilung der Koeffizienten in den Tabellen 3.1 und 3.2 zurückzuführen. Diese Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß die Mittelwerte selbst, in Einklang mit der MONIN-OBUKHOV Ähnlichkeitstheorie, als Normierungsgrößen durchaus verwendet werden können. Zudem bietet sich als Stabilitätsmaß der aus den Mittelwerten einfach zu berechnende Auftriebsterm  $\Delta\theta/u^2$  an.

## 6.2 Die Energiespektren der Windgeschwindigkeitskomponenten

Dieses Kapitel behandelt die Untersuchung der systematischen Änderung der Energiespektren der drei Windkomponenten mit der Stabilität. Die Spektren wurden mit dem Quadrat der mittleren Windgeschwindigkeit normiert. Aus den entsprechenden 8-Minuten-Daten wurde  $\Delta\theta/u^2$  als mittleres Stabilitätsmaß berechnet.

Ziel der Bearbeitung ist eine von der Stabilität abhängige Darstellung der Spektren durch Formeln, die es ermöglichen, nur mit Kenntnis des Auftriebsterms die dazugehörigen Energiespektren zu berechnen.

Als Funktionsvorgabe wird die in Kapitel 4 beschriebene Gleichung

$$\frac{f \cdot S(f)}{u^2} = \frac{A \cdot n^\gamma}{(1 + B \cdot n^\alpha)^\beta} \quad (6.4)$$

verwendet.

Die Untersuchungen haben ergeben, daß die spektrale Form aller drei Windkomponenten unter Verwendung folgender Exponenten, die dem sogenannten "blunt model" (OLESEN, 1984) entsprechen, am besten wiedergegeben wird:

$$\gamma = 1, \alpha = 1, \beta = 5/3.$$

Dabei muß man die Behandlung der Vertikalwindkomponente von der der

horizontalen Komponenten unterscheiden, da letztere wesentlich stärker von den thermischen Turbulenzelementen beeinflußt werden. Dadurch ist die allein durch Gleichung 6.4 beschriebene Spektralform nicht mehr gegeben. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß eine Teilung des Frequenzbereichs in einen hoch- und einen niederfrequenten Abschnitt, und eine sich daraus ergebende Überlagerung von zwei derartigen Gleichungen, die gemessenen Spektralformen recht gut wiedergibt. Die Berechnung dieser Gleichungen erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden die Koeffizienten für den hochfrequenten Teil des Spektrums, d.h. den Frequenzbereich, der den überwiegenden Anteil der spektralen Energiedichte bei neutraler Schichtung beinhaltet, berechnet. Das aus diesen Koeffizienten ermittelte Modellspektrum wird vom Gesamtspektrum subtrahiert. Aus dem sich daraus ergebenden Residuum werden schließlich die Werte für den niederfrequenten Spektralbereich berechnet.

Für jedes Spektrum der Vertikalwindkomponente wurden die Koeffizienten A und B über eine Anpassung mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Für die Spektren der Horizontalwindkomponenten bei labiler Schichtung wurden A und B sowohl für den niederfrequenten, als auch für den hochfrequenten Frequenzbereich bestimmt.

Bei der Approximation im hochfrequenten Spektralbereich wurden die dimensionsanalytischen Zwangsbedingungen für das Verhältnis der Energiedichten im Inertialbereich von der longitudinalen zu den lateralen Komponenten mit 3 : 4 festlegt, berücksichtigt. Die direkte Auswertung des niederfrequenten Teils des Inertialbereich zeigte leichte Abweichungen von diesem Verhältnis. Diese Diskrepanzen sind darauf zurückzuführen, daß der -5/3-Abfall zum Teil nicht vollständig erreicht wird. Eine optimale Anpassung bezüglich der Konstanten C aus Gleichung 4.12

$$C = \frac{A}{B^B} \cdot \phi_\epsilon^{-2/3} \quad (6.5)$$

wurde für die u-, v- und w-Komponente mit einem festen Verhältnis von 0.35 : 0.467 : 0.467 erreicht.

Die berechnete dimensionslose Dissipation  $\phi_\epsilon$  zeigt dabei eine der von MC BEAN und ELLIOTT (1975) ermittelten ähnliche Stabilitätsabhängigkeit (Abb.6.9).

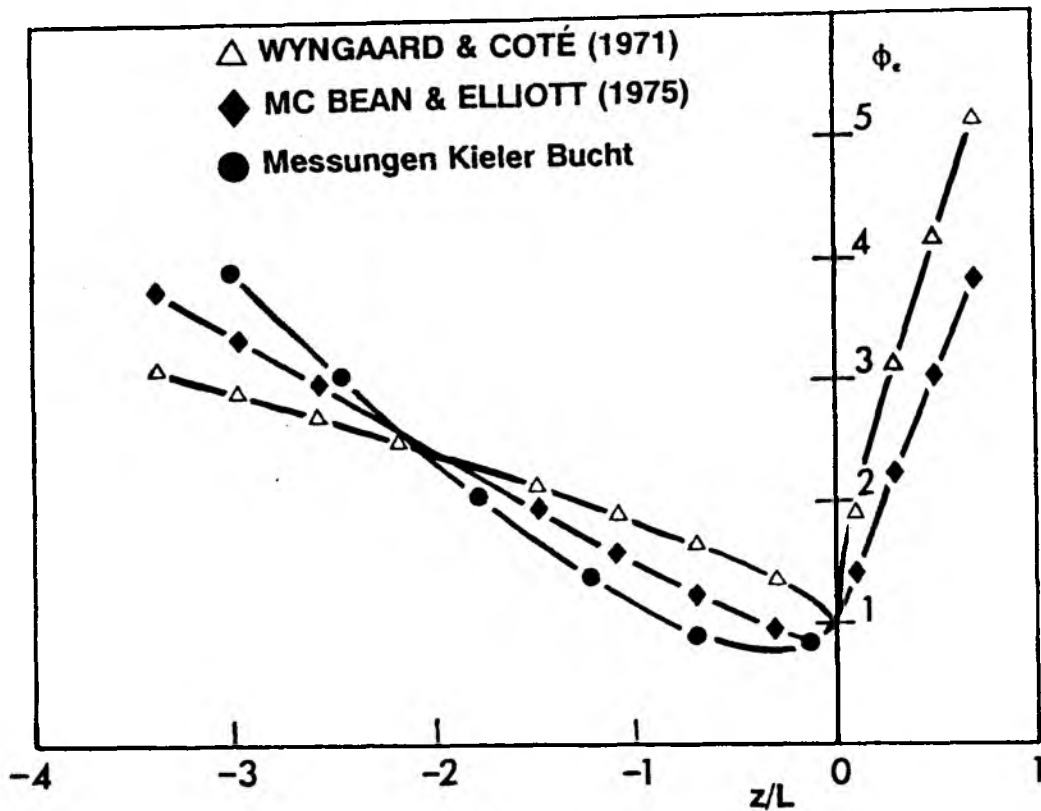


Abb. 6.9 : Stabilitätsabhängigkeit der dimensionslosen Dissipation  $\phi_\epsilon$  im Vergleich mit MC BEAN & ELLIOTT (1975) und WYNGAARD & COTÉ (1971).

Die Stabilitätsabhängigkeit der Koeffizienten A und B der horizontalen Windkomponenten ist in den Abbildungen 6.10 und 6.11 dargestellt. Bei den Horizontalwindkomponenten zeigen die Fälle mit ablandigem Wind bei schwacher Labilität eine geringe Streuung. Mit zunehmender Labilität verstärkt sich diese besonders im Niederfrequenten, sodaß man von statistisch gesicherten Ergebnissen nur im Stabilitätsbereich von ca.  $-0.2 \leq \Delta\theta/u^2 \leq 0$  ausgehen kann. Dies entspricht in etwa dem Intervall  $-0.8 \leq z/L \leq 0$ . Die sich daraus ergebenden Gleichungen für die Energiespektren der Horizontalwindkomponenten lauten:

$$\frac{f \cdot S_u(f)}{u^2} = \frac{\left(-0.37 \cdot \frac{\Delta\theta}{u^2} + 0.05\right) \cdot n}{\left(1 + \left[\frac{-1}{\left(\frac{\Delta\theta}{u^2} - 0.55\right)^{4.4}} + 32\right] \cdot n\right)^{5/3}} + \frac{\left(14.85 \cdot \left(\frac{\Delta\theta}{u^2} + 0.1\right)^{1.5} + 0.49\right) \cdot n}{\left(1 + \left[\frac{0.17}{\left(\frac{\Delta\theta}{u^2} - 0.11\right)^3} + 162\right] \cdot n\right)^{5/3}} \quad (6.6)$$

$$\frac{f \cdot S_v(f)}{u^2} = \frac{\left(-0.36 \cdot \frac{\Delta\theta}{u^2} + 0.03\right) \cdot n}{\left(1 + \left[\frac{-1}{\left(\frac{\Delta\theta}{u^2} - 0.73\right)^8} + 24\right] \cdot n\right)^{5/3}} + \frac{\left(12.6 \cdot \left(\frac{\Delta\theta}{u^2} + 0.1\right)^{1.3} + 0.67\right) \cdot n}{\left(1 + \left[\frac{0.17}{\left(\frac{\Delta\theta}{u^2} - 0.08\right)^{1.2}} + 170\right] \cdot n\right)^{5/3}} \quad (6.7)$$

f: Frequenz in Hertz

n: dimensionslose Frequenz ( $n=f \cdot z/u$ )

Die Energiespektren bei auflandigem Wind weisen im hochfrequenten Teil keine signifikanten Unterschiede zu den Fällen mit ablandigem Wind auf. Im Niederfrequenten hingegen unterliegen die Koeffizienten A und B bei auflandigem Wind sehr viel stärkeren Schwankungen und lassen selbst bei schwach labiler Schichtung keine Stabilitätsabhängigkeit erkennen, sodaß anzunehmen ist, daß andere Prozesse für diese Fluktuationen verantwortlich sind.

Zur übersichtlichen Darstellung der Stabilitätsabhängigkeit der durch die Gleichungen 6.6 und 6.7 berechneten Spektren zeigen die Abbildungen 6.12 und 6.13 die Variation der Energiedichte und der Frequenz im Maximum der Turbulenzspektren, sowie die, durch Integration über den gesamten turbulenten Spektralbereich berechnete Energiedichte mit der Änderung des Auftriebsterms  $\Delta\theta/u^2$ . Sowohl die u-, als auch die v-Komponente des Windes zeigen das erwartete Verhalten: Mit Zunahme der Labilität erhöht sich die Energiedichte im Maximum, wobei sich die Lage des Extremums zu niedrigeren Frequenzen verschiebt. Auch das Integral nimmt mit der Labilität deutlich zu. Um jedoch Aussagen über die Stabilitätsabhängigkeit des gesamten Turbulenzspektrums machen zu können, ist die Darstellung der Spektren selbst vorteilhafter. Die Modellgleichungen für ablandigen Wind, sowie die entsprechenden Originaldaten und die nach dem Modell von HØJSTRUP (1981) berechneten Spektralwerte sind für unterschiedliche Stabilitäten in den Abbildungen 6.14 und 6.15 dargestellt. Die nicht bekannte Inversionshöhe wurde entsprechend der Gleichung 4.32 über die Schubspannungsgeschwindigkeit

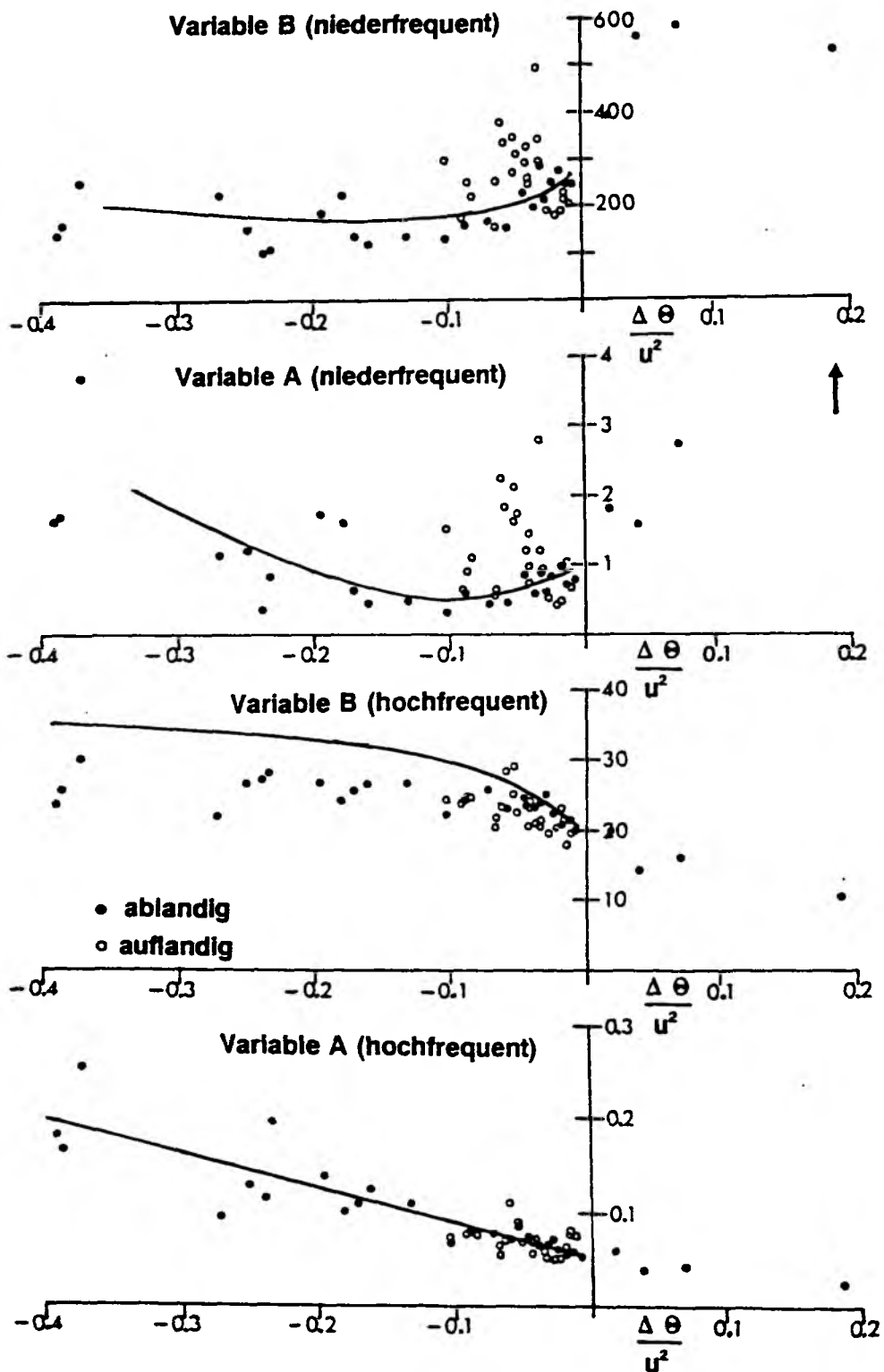


Abb. 6.10 : Stabilitätsabhängigkeit der Koeffizienten A und B der Spektren und der Modellgleichung 6.6 (—) für die u-Komponente.

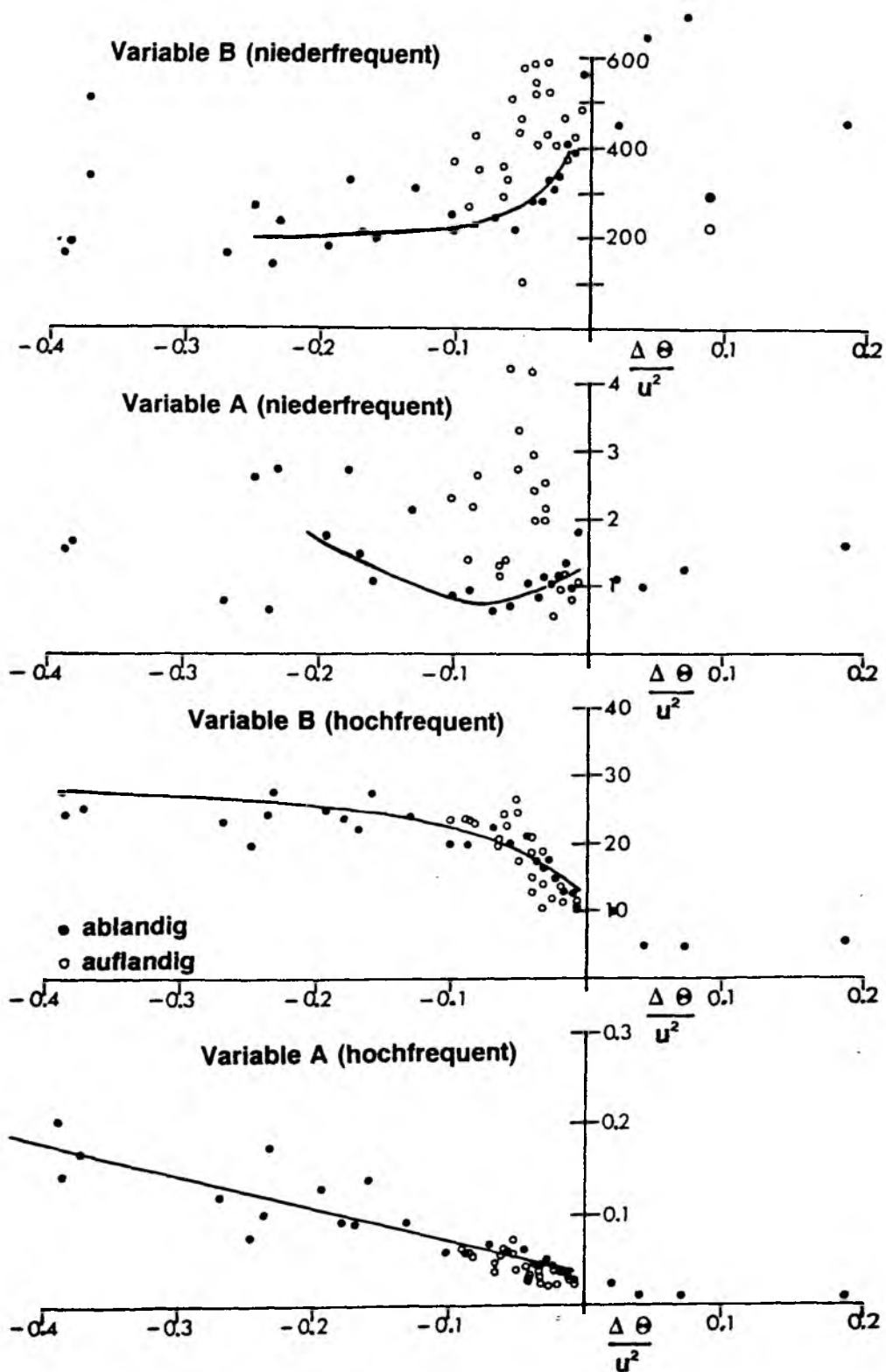


Abb. 6.11 : Stabilitätsabhängigkeit der Koeffizienten A und B der Spektren und der Modellgleichung 6.7 (—) für die v-Komponente.



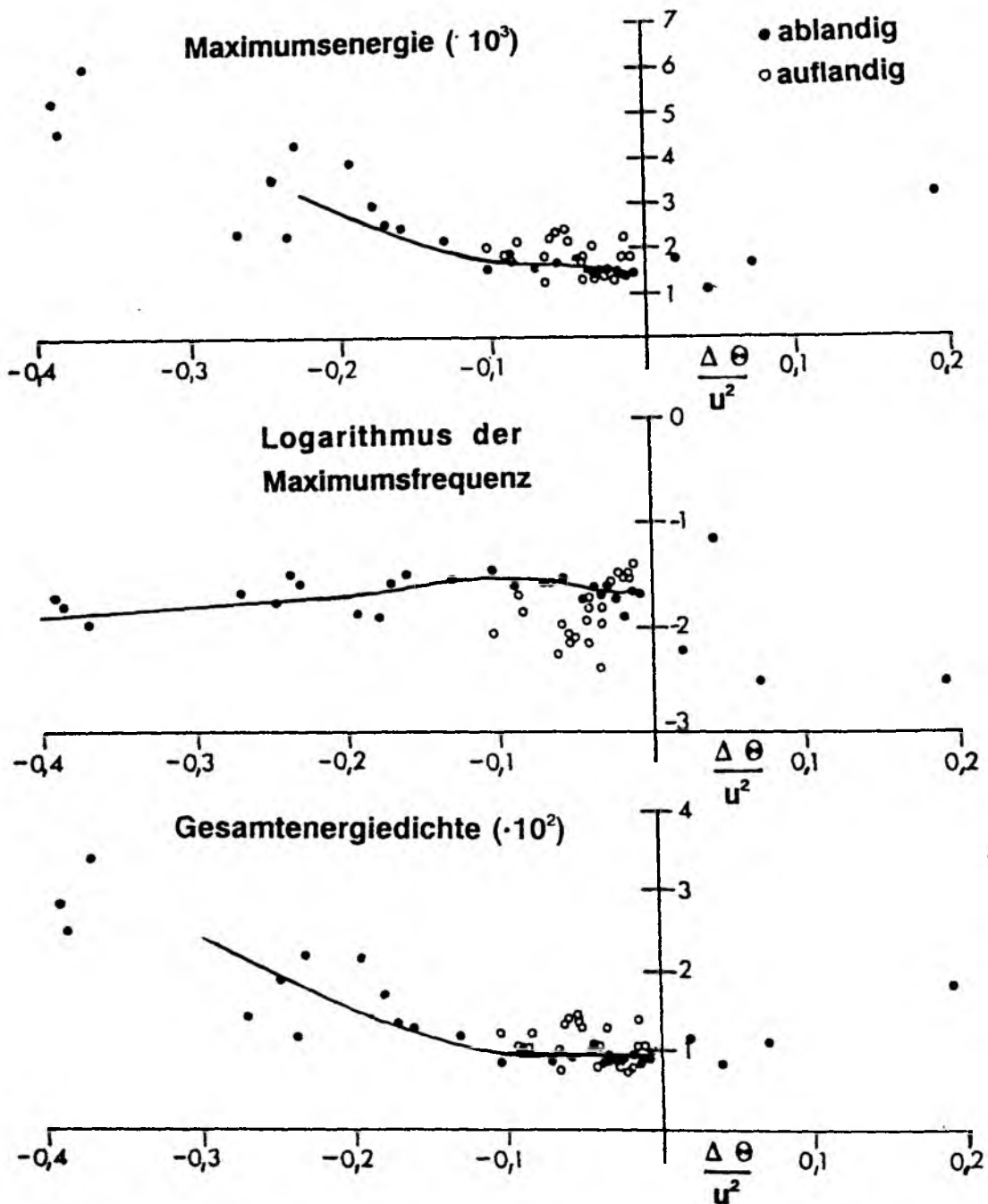


Abb. 6.12 : Stabilitätsabhängigkeit der Energiedichte und Frequenz im Maximum und der Gesamtenergiedichte der  $u$ -Komponente. Die Kurven entsprechen wiederum Gl. 6.6.

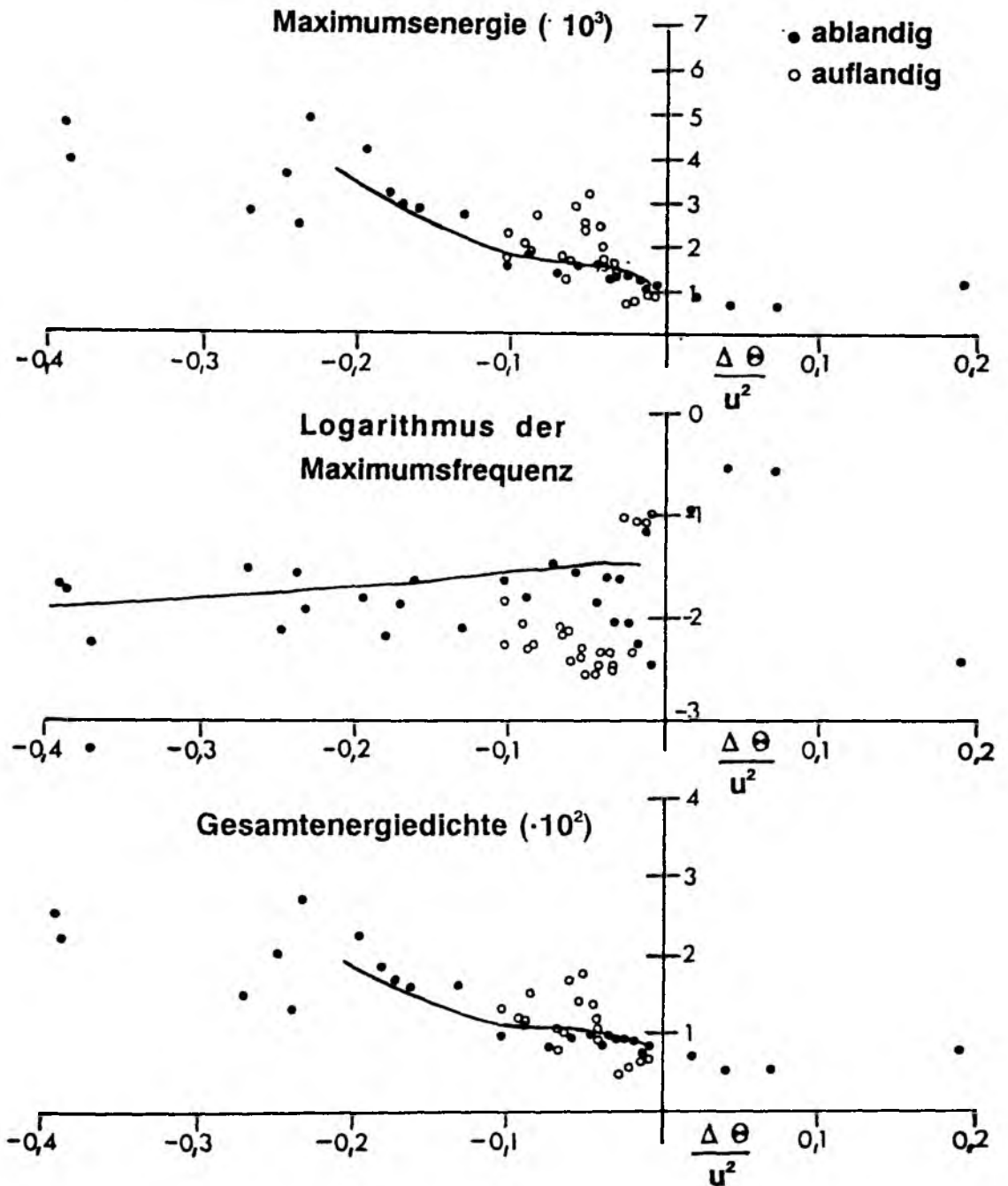


Abb. 6.13 : Stabilitätsabhängigkeit der Energiedichte und Frequenz im Maximum und der Gesamtenergiedichte der  $v$ -Komponente. Die Kurven entsprechen wiederum Gl. 6.7.

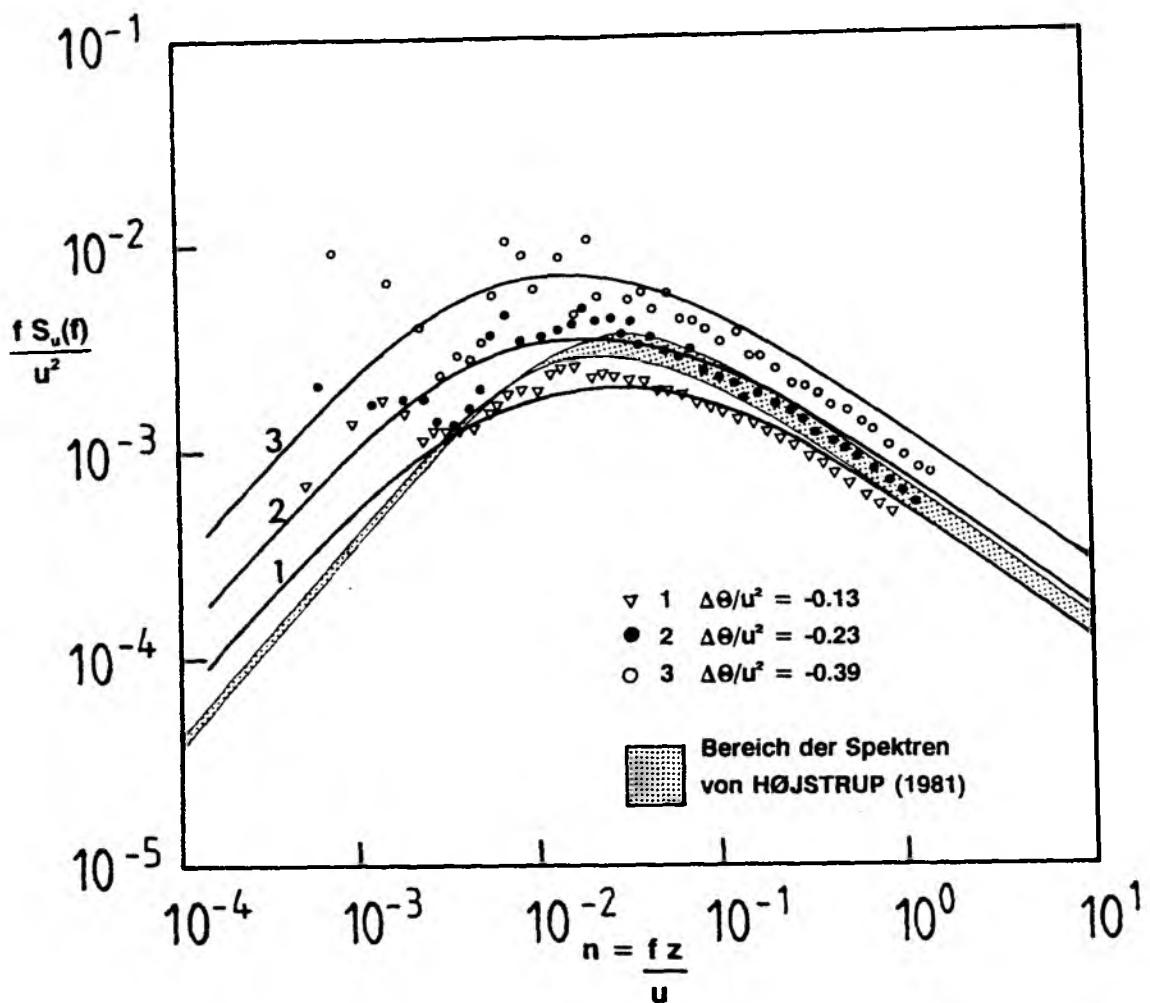


Abb. 6.14 : Variation des nach Gleichung 6.6 berechneten Spektrums der u-Komponente, der Originaldaten sowie der entsprechenden Modellgleichungen von HØJSTRUP (1981) mit der Stabilität

u. parametrisiert. Sowohl die Spektren bei auflandigem, als auch bei ablandigem Wind haben im niederfrequenten Bereich gegenüber HØJSTRUP deutlich höhere spektrale Energiedichten. Bei diesem Vergleich muß in erster Linie die Parametrisierung der Inversionshöhe  $z_i$  berücksichtigt werden, da die Zunahme der Labilität in den meisten Fällen mit einer Abnahme der Windgeschwindigkeit zusammenfällt, und das nach Gleichung 4.32 berechnete  $z_i$  dadurch ebenfalls abnimmt.

Um Erkenntnisse darüber zu gewinnen, inwieweit die Abweichungen der berechneten Spektren von den Modellgleichungen von HØJSTRUP auf die Parametrisierung der Inversionshöhe zurückzuführen sind, wurde in den

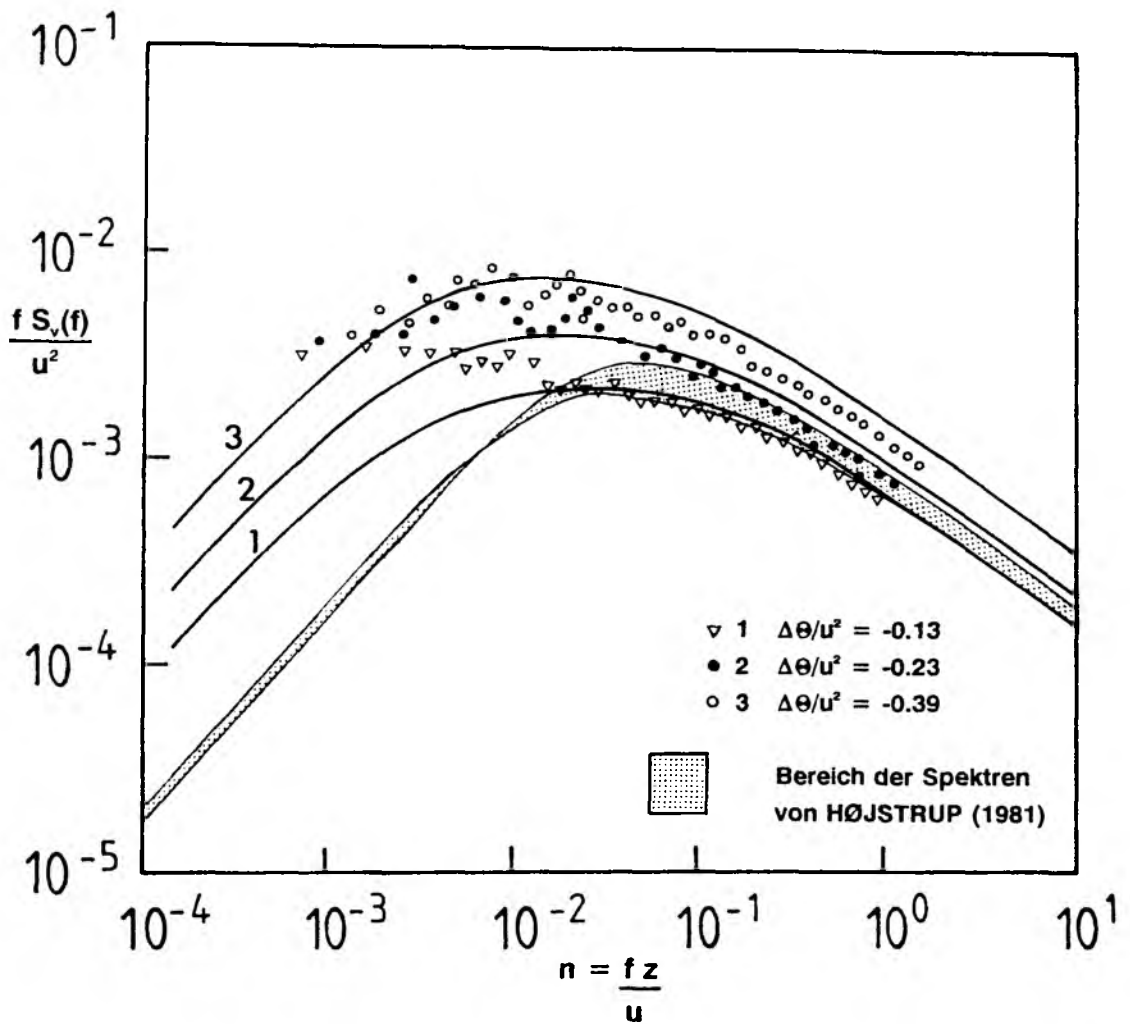


Abb. 6.15 : Variation des nach Gleichung 6.7 berechneten Spektrums der  $v$ -Komponente, der Originaldaten sowie der entsprechenden Modellgleichungen von HØJSTRUP (1981) mit der Stabilität

Modellgleichungen eine "fiktive" Inversionshöhe eingesetzt, die eine annähernde Übereinstimmung zwischen dem jeweiligen Modell von HØJSTRUP und dem entsprechenden, über der Kieler Bucht gemessenen Spektrum ergab. Dabei ergaben sich überwiegend höhere Inversionshöhen, die teilweise dreimal so groß waren, wie die parametrisierten. Bei Übereinstimmung der Spektren müßte bei mehreren Ereignissen die Inversion sogar eine Höhe von über 2000 Metern erreichen, was in den mittleren Breiten jedoch als recht unwahrscheinlich anzusehen ist.

Das Spektrum der Vertikalwindkomponente wird von HØJSTRUP unabhängig von der Inversionshöhe modelliert, jedoch ebenfalls durch eine Überlagerung einer dem 'pointed model' und einer dem 'blunt model' entsprechenden Funktionen. Auch hier beschreibt der 2. Term das Energiespektrum bei neutraler Schichtung, und der erste gibt den Zuwachs der spektralen Energiedichte mit Zunahme der Labilität wieder.

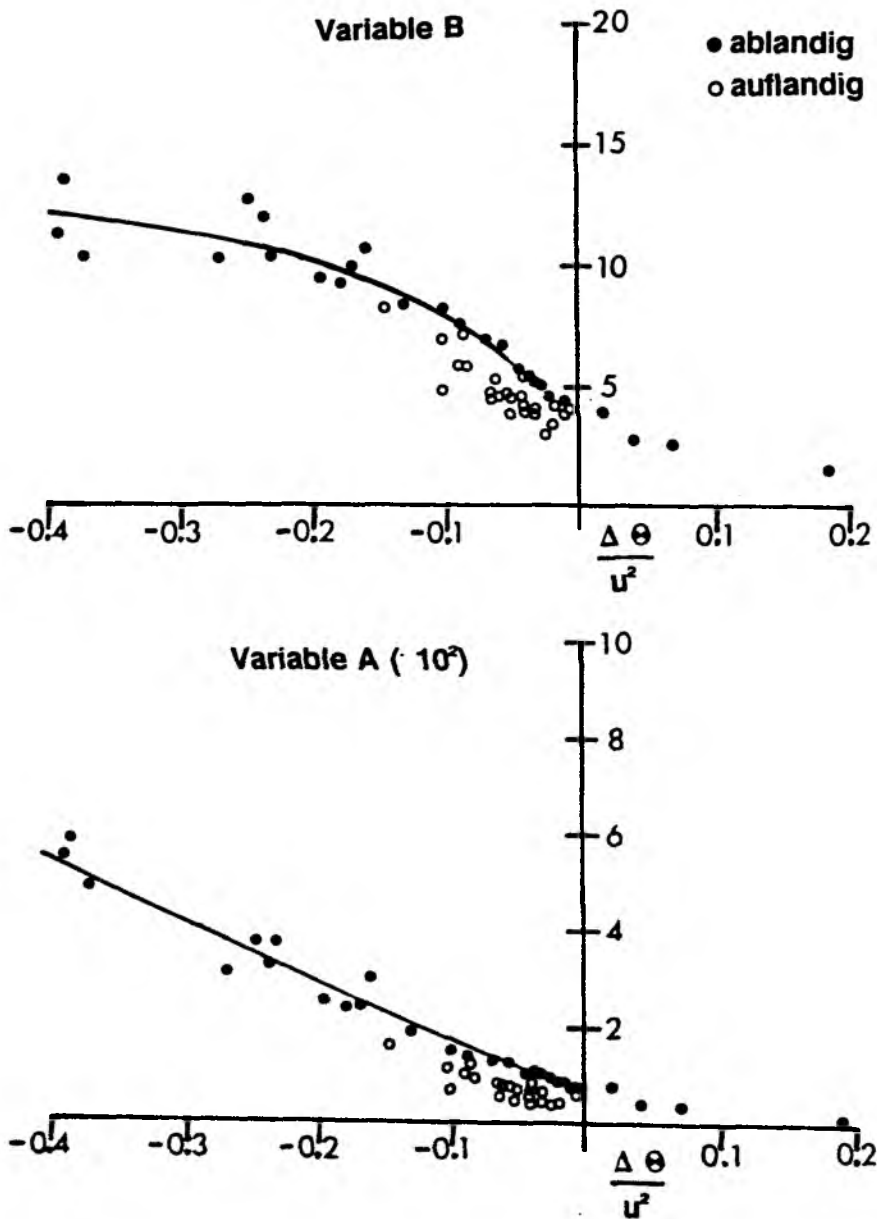


Abb. 6.16 : Stabilitätsabhängigkeit der Koeffizienten A und B der Spektren und der Modellgleichung 6.8 (—) für die w-Komponente.

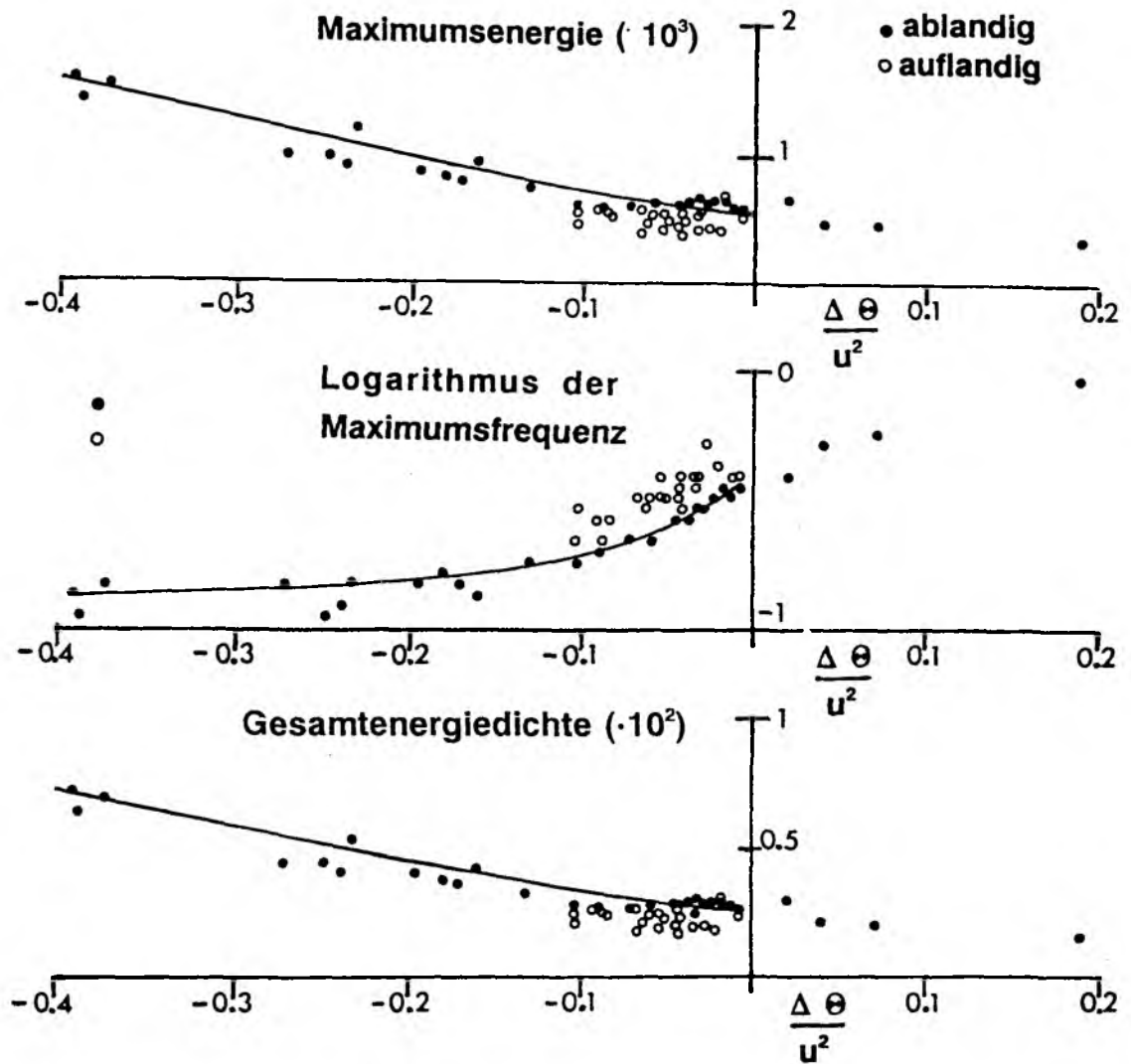


Abb. 6.17 : Stabilitätsabhängigkeit der Energiedichte und Frequenz im Maximum und der Gesamtenergiedichte der w-Komponente. Die Kurven entsprechen wiederum Gl. 6.8.

Die Auswertung der Spektren aus der Kieler Bucht ergab hingegen eine sehr gute Approximation durch eine einzelne, dem "blunt model" entsprechende Funktion. Die daraus berechnete Stabilitätsabhängigkeit der Koeffizienten A und B ist in Abbildung 6.16 dargestellt. Auch bei der Vertikalkomponente des Windes zeigt sich eine Zunahme der Streuung der Koeffizienten mit der Labilität, die jedoch im Vergleich zu den horizontalen Komponenten wesentlich geringer ausfällt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß in dem Frequenzbereich, in dem die horizontalen Komponenten ihre stärkste Streuung aufweisen, das w-Spektrum sehr geringe Energiedichten besitzt und der Einfluß der entsprechenden Pro-

zesse zu vernachlässigen ist. Auf Grund des dargestellten Zusammenhanges zwischen den Koeffizienten A und B und des Auftriebsterms  $\Delta\theta/u^2$  ergibt sich die folgende Stabilitätsabhängigkeit des Energiespektrums der w-Komponente:

$$\frac{f \cdot S_w(f)}{u^2} = \frac{\left( -0.13 \cdot \left( \frac{\Delta\theta}{u^2} \right)^{1.1} + 0.007 \right) \cdot n}{\left( 1 + \left[ \frac{-1}{\left( \frac{\Delta\theta}{u^2} - 0.325 \right)^2} + 13.2 \right] \cdot n \right)^{5/3}} \quad (6.8)$$

Abbildung 6.17 zeigt die entsprechende Variation des Energiemaximums und des Integrals über den turbulenten Spektralbereich mit der Stabilität. Interessant sind hier die systematischen Abweichungen der Spek-

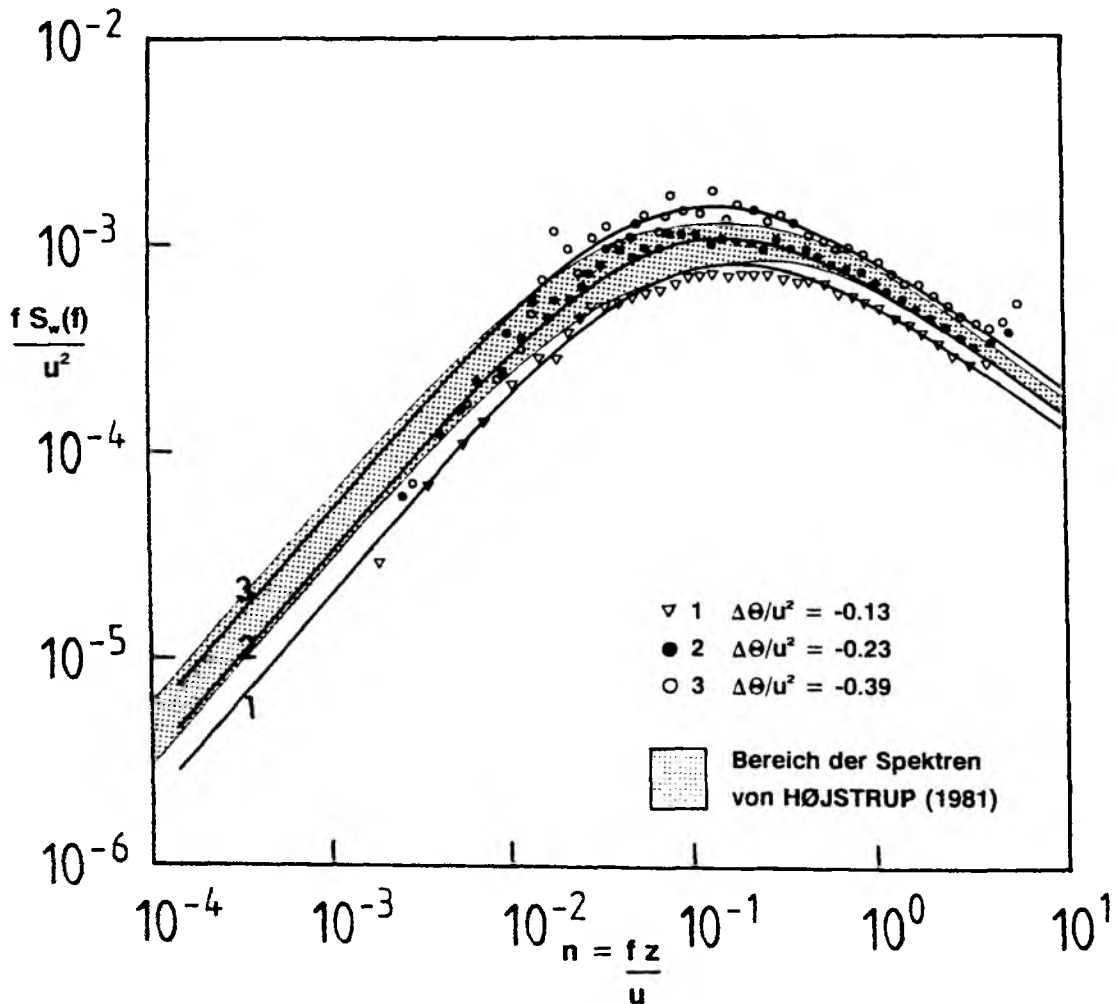


Abb. 6.18 : Variation der nach Gleichung 6.8 berechneten Spektren, der Originaldaten sowie der entsprechenden Modellgleichungen von HØJSTRUP (1981) mit der Stabilität.

tren mit Wind von See. Es ist deutlich zu erkennen, daß die 'aufländigen' Spektren energetisch signifikant schwächer sind, und ihr energiehaltiger Bereich ein wenig zum Hochfrequenten verschoben ist. Diese Unterschiede lassen vermuten, daß die über Land erzeugte Turbulenz besonders die vertikalen Windfluktuationen mit maximaler Energiedichte beeinflußt.

Abbildung 6.18 zeigt schließlich die nach Gleichung 6.8 berechneten Modellspektren, die Originaldaten und die der Stabilität entsprechenden Spektren von HØJSTRUP (1981). Da das von HØJSTRUP modellierte w-Spektrum nicht von  $z_i$  abhängt, ist ein Vergleich mit den Daten aus der Kieler Bucht sicherlich realistischer als bei den Horizontalwindkomponenten. Die Abbildung zeigt eine recht gute Übereinstimmung der Daten aus der Kieler Bucht mit den nach HØJSTRUP berechneten Spektren. Unterschiede zeigen sich lediglich im energiewachen niederfrequenten Spektralbereich und bei maximaler Labilität ( $\Delta\theta/u^2 \approx -0.4$ ). Das nach Gleichung 6.8 berechnete w-Spektrum fällt etwas schneller zu niedrigen Frequenzen hin ab und besitzt im Maximum bei extrem labiler Schichtung höhere Energiedichten.

---

Neben den rein turbulenten Fluktuationen wurden auch die langperiodischen Schwankungen des Windbetrages untersucht. Ein gesondertes Interesse galt dabei dem Spektralbereich von ca.  $10^{-3}$  Hertz, in dem die "energetische Lücke" zu erwarten ist. Hierzu wurden aus den 8-Minuten-Mittelwerten Zeitreihen mit einer Länge von ca. 17 Stunden spektral analysiert. Parallel dazu wurden die in diesen Zeiträumen jeweils enthaltenen  $\frac{1}{4}$ -Sekunden-Spektren gemittelt. Dabei wurden nur die Zeitreihen berücksichtigt, bei denen die Mittelwerte der Windgeschwindigkeit, Stabilität, Einstrahlung und insbesondere der Windrichtung keinen großen Schwankungen unterlagen. Die sich überlappenden Spektren der Mittelwerte und der aus den  $\frac{1}{4}$ -Sekunden-Daten berechneten Spektren wurden auf ein mögliches Auftreten der vielfach als "spectral gap" bezeichneten energetischen Lücke im Periodenbereich von ca. 1 Stunde untersucht (siehe auch SMEDMAN-HÖGSTRÖM u. HÖGSTRÖM, 1974). Die Auswertung ergab kein einheitliches Bild. So war bei einigen Spektren ein signifikant energiewacher Spektralbereich nicht einmal erkennbar, und weder die



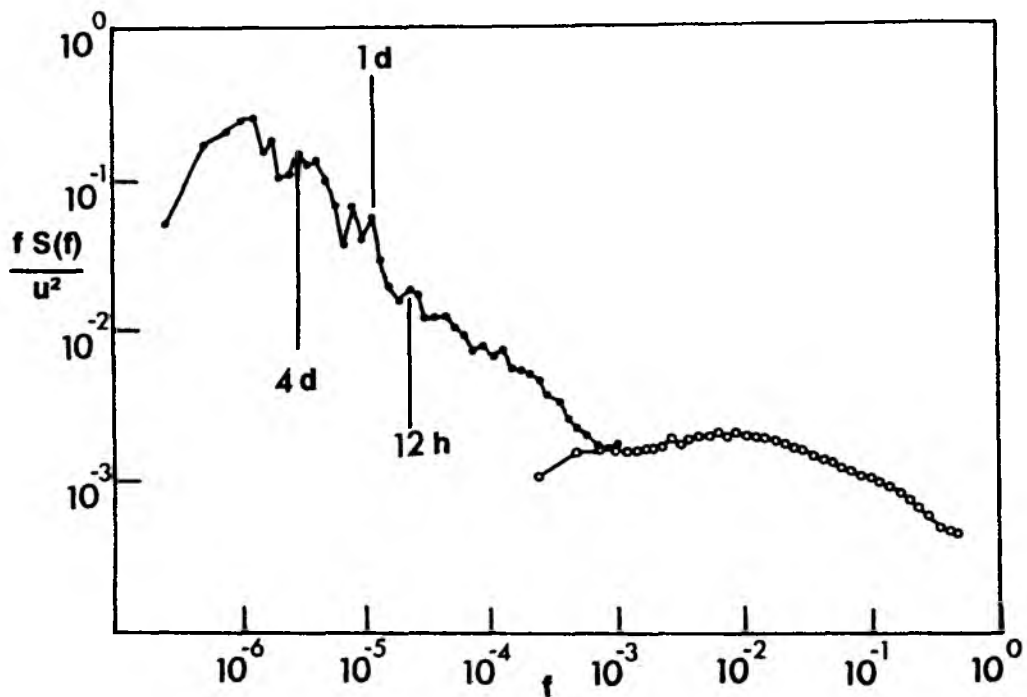


Abb. 6.19 : Energiespektrum des Windbetrages von  $3.86 \cdot 10^{-7}$  Hertz bis 0.5 Hertz

Frequenz noch die spektrale Energiedichte des "gaps" zeigten systematische Variationen, die auf den Einfluß bestimmter Prozesse zurückzuführen wären.

In Abbildung 6.19 sind sämtliche, zu dieser Auswertung herangezogenen Spektren im Mittel dargestellt. Das Spektrum deckt einen Frequenzbereich von  $3.86 \cdot 10^{-7}$  Hertz (30 Tage) bis 0.5 Hertz (2 Sekunden) ab. Dabei ist eine Trennung vom turbulenten zum mesoskaligen bis synoptischen Bereich  $10^{-3}$  Hertz deutlich zu erkennen. Die "energetische Lücke" tritt hier jedoch lediglich in Form eines energieärmeren Spektralbereichs auf.

### 6.3 Die Cospektren der vertikalen Flüsse

Neben der Parametrisierung der Stabilitätsabhängigkeit der Windspektren sollen im Rahmen dieser Arbeit auch die systematischen Variationen der vertikalen Flüsse von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme über die Berechnung ihrer Cospektren untersucht werden. Die Normierung der Cospektren erfolgt dabei ebenfalls über die Mittelwerte der Wind-

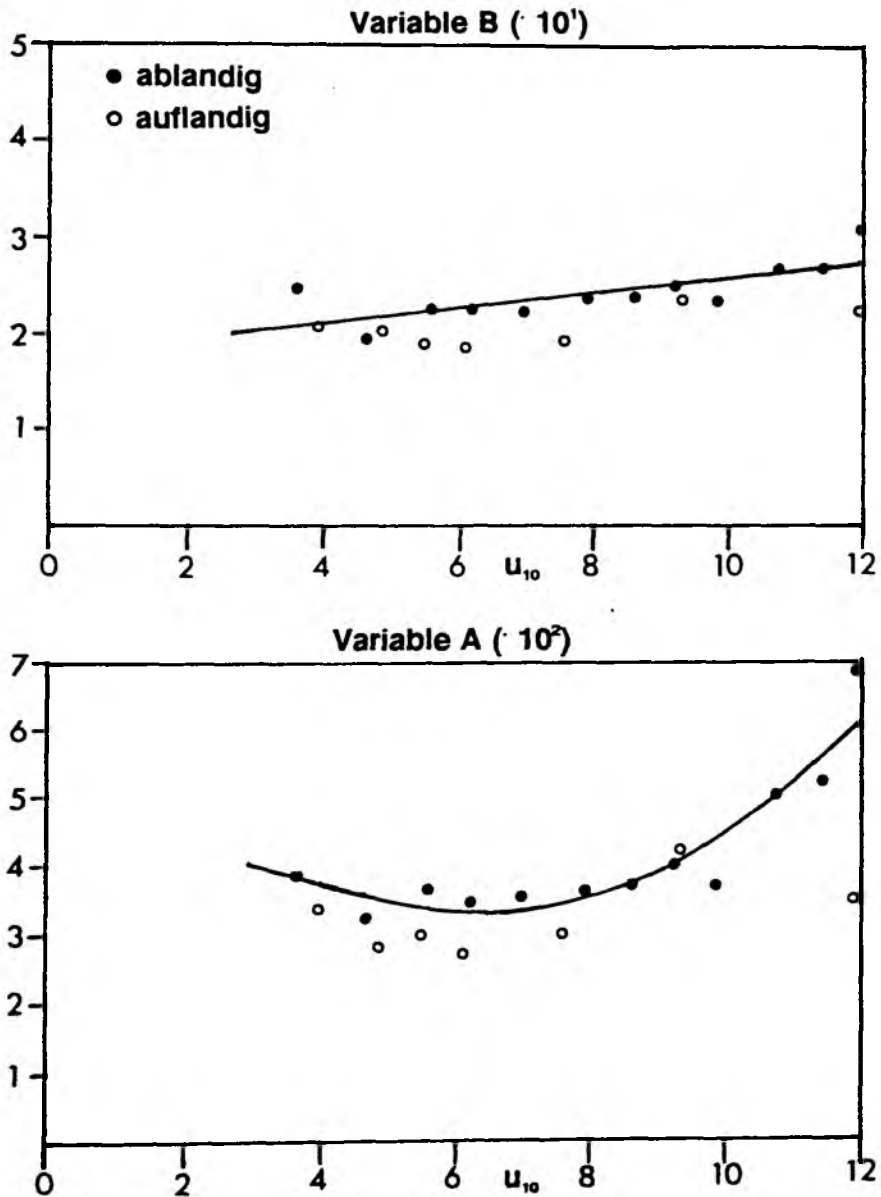


Abb. 6.20 : Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der Koeffizienten A und B für die Modellgleichungen des Cospektrums für den Impulsfluß

geschwindigkeit, bzw. der Temperatur- und Feuchtedifferenz zwischen Meßhöhe und Wasseroberfläche.

Erste Untersuchungen hinsichtlich der Stabilitätsabhängigkeit zeigten lediglich bei den bei stabiler Schichtung gemessenen Realisierungen eine systematische Änderung. Die Anzahl dieser Fälle war jedoch zu gering um statistisch gesicherte Aussagen über diese Variationen machen zu können. Im Falle labiler Schichtung trat hingegen eine Abhän-

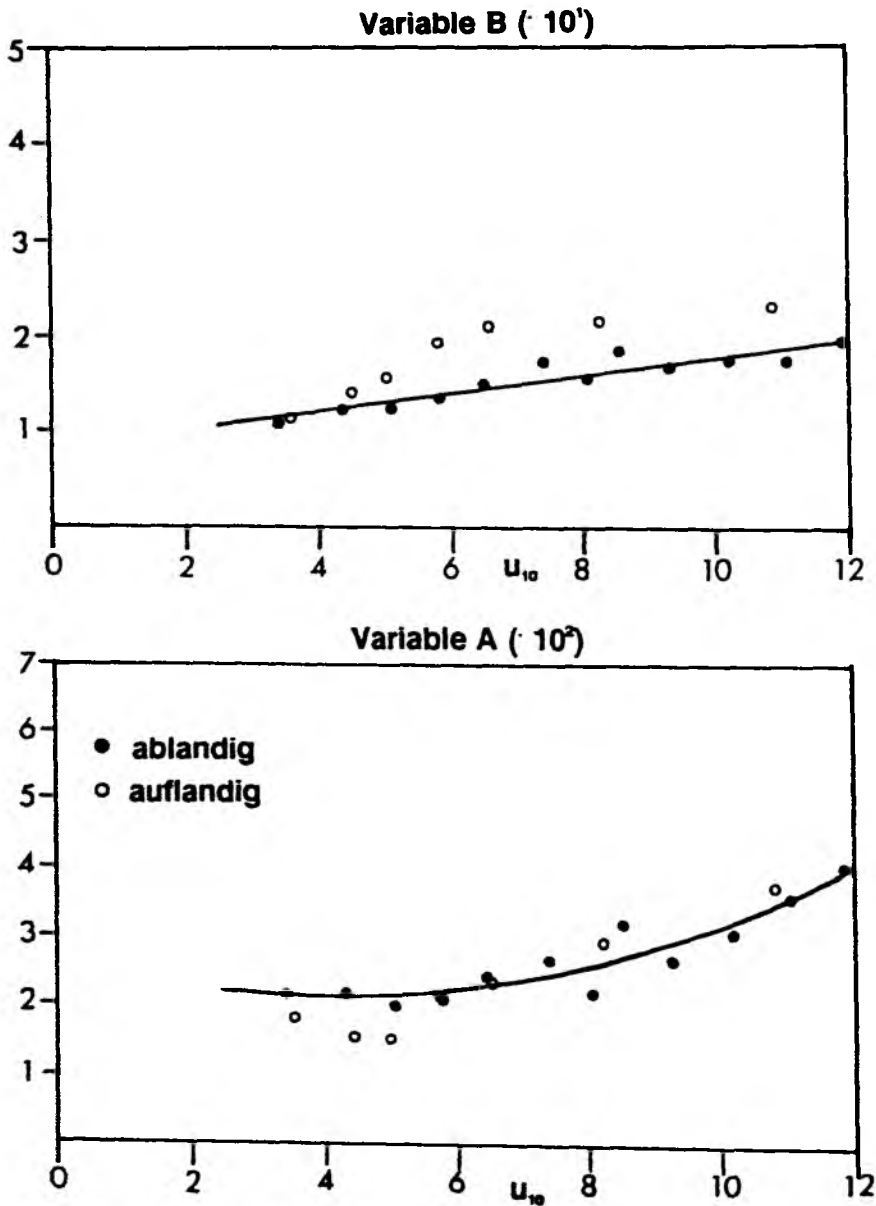


Abb. 6.21 : Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der Koeffizienten A und B für die Modellgleichungen des Cospektrums für den fühlbaren Wärmefluß

gigkeit der spektralen Energiedichten von der Windgeschwindigkeit auf, sodaß eine Klasseneinteilung nach der mittleren Windgeschwindigkeit durchgeführt wurde (siehe Kapitel 5). Daraus ergaben sich 19 mittlere Cospektren, die sich in 12 Realisierungen bei ablandigem und 7 bei auflandigem Wind verteilen. Diesen mittleren Cospektren wurden, wie bei der Vertikalwindkomponente, dem "blunt model" entsprechende Funktionen angepaßt, wobei der Abfall im Inertialbereich nach WYNGAARD und

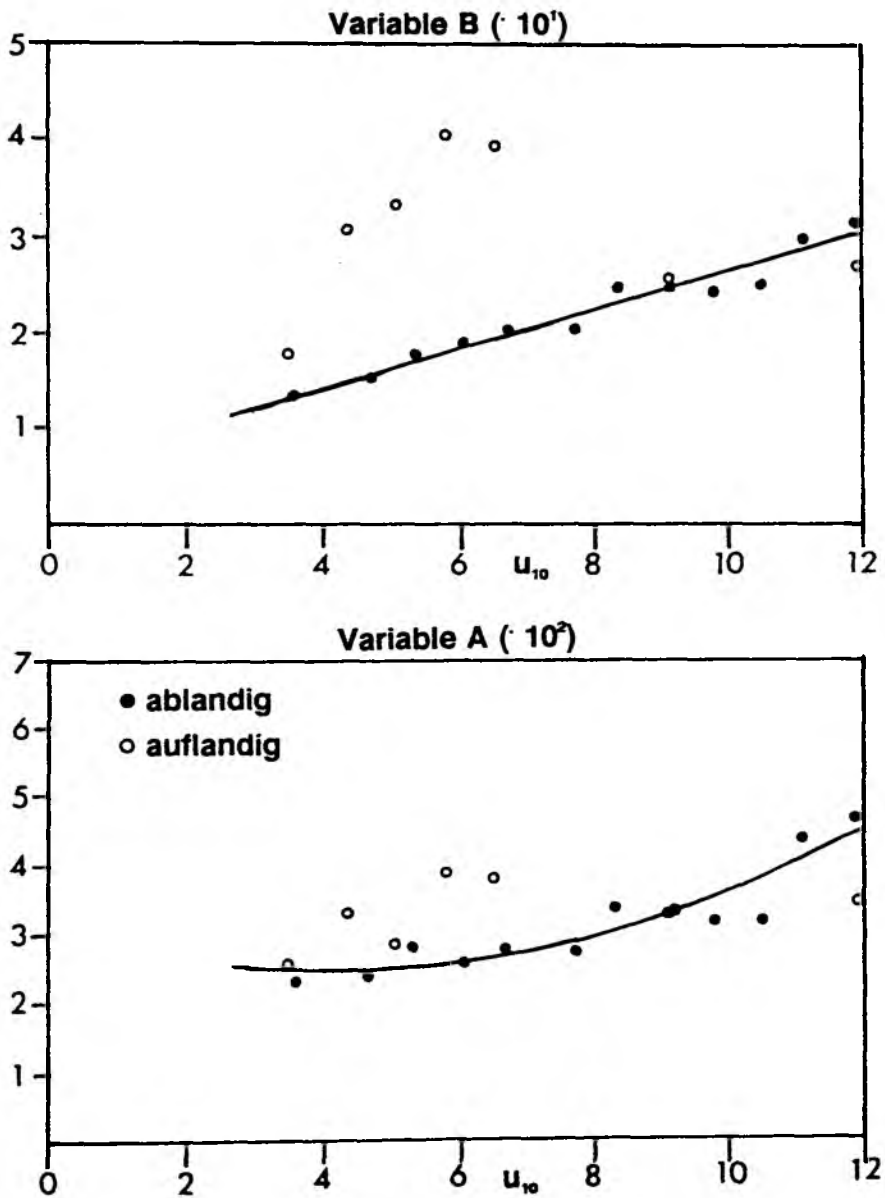


Abb. 6.22 : Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der Koeffizienten A und B für die Modellgleichungen des Cospektrums für den latenten Wärmefluß

COTÉ (1971) mit  $\beta = -7/3$  festgelegt wurde.

Die nur im Fall stabiler Schichtung auftretende Stabilitätsabhängigkeit steht im Einklang mit den von KAIMAL (1972) veröffentlichten Ergebnissen. Er gibt für die Cospektren der Flüsse von Impuls und fühlbarer Wärme bei labiler Schichtung konstante Energiedichten im Inertialbereich und bei stabiler Schichtung eine Verlagerung zu höheren Frequenzen mit einer gleichzeitigen Zunahme der spektralen Energiedichte an. Über den energiehaltigen Teil der Cospektren macht KAIMAL jedoch nur Angaben für neutrale Schichtung.

Legt man für die Cospektren die Gleichung

$$\frac{f \cdot Co_{xw}(f)}{BP(xw)} = \frac{A \cdot f}{(1 + B \cdot f)^{7/3}} \quad (6.9)$$

$BP(xw)$  : "Bulk"-Produkt für das Korrelationspaar  $xw$

zugrunde, so erhält man die in den Abbildungen 6.20 - 6.22 veranschaulichten Variationen der Koeffizienten A und B der Cospektren mit der Windgeschwindigkeit.

Bei ablandigem Wind zeigt sich B für alle drei Cospektren als linear von der Windgeschwindigkeit abhängig. Demgegenüber läßt sich die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit von A durch eine Polynom 2. Ordnung approximieren.

Die daraus resultierende Parametrisierung über die mittlere Windgeschwindigkeit (in m/sec) ergibt für die Koeffizienten bezüglich des Impulsflusses:

$$A_{uw} = 0.61 \cdot 10^{-3} \cdot u_{10}^2 - 0.65 \cdot 10^{-2} \cdot u_{10} + 0.50 \cdot 10^{-1} \quad (6.10)$$

$$B_{uw} = 0.79 \cdot u_{10} + 17.95 \quad (6.11)$$

Für den Fluß fühlbarer Wärme erhält man:

$$A_{w\theta} = 0.33 \cdot 10^{-3} \cdot u_{10}^2 - 0.28 \cdot 10^{-2} \cdot u_{10} + 0.28 \cdot 10^{-1} \quad (6.12)$$

$$B_{w\theta} = 0.92 \cdot u_{10} + 8.53 \quad (6.13)$$

Für die Modellgleichungen für den Fluß latenter Wärme wurden folgende Koeffizienten ermittelt:

$$A_{wq} = 0.35 \cdot 10^{-3} \cdot u_{10}^2 - 0.29 \cdot 10^{-2} \cdot u_{10} + 0.31 \cdot 10^{-1} \quad (6.14)$$

$$B_{wq} = 2.02 \cdot u_{10} + 6.30 \quad (6.15)$$

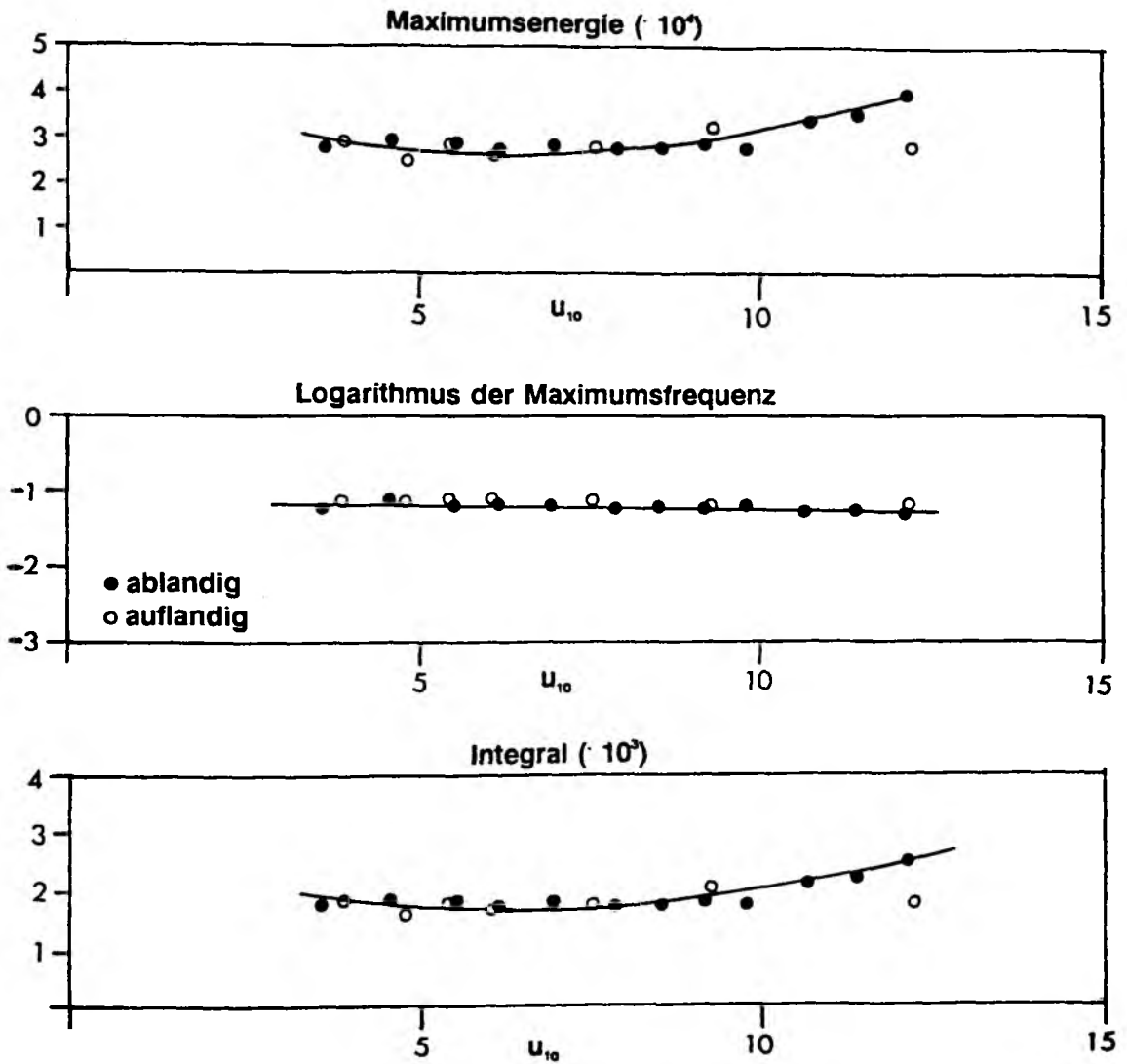


Abb. 6.23 : Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der charakteristischen Werte für das uw-Cospektrum.

Die Variation der aus den Originaldaten und die über die Koeffizienten berechneten Integrale und Extremwerte mit der Windgeschwindigkeit sind in den Abbildungen 6.23-6.25 dargestellt.

Die Cospektren für den Fluß von Impuls und fühlbarer Wärme zeigen bei ablandigem Wind ein ähnliches Verhalten. Die Frequenz des Maximums nimmt mit Zunahme der Windgeschwindigkeit geringfügig ab. Die spektrale Energiedichte im Maximum sowie das Integral über den gesamten Spektralbereich steigen mit der Windgeschwindigkeit an. Die Abnahme der Maximumsfrequenz mit Zunahme der Windgeschwindigkeit zeigt sich auch

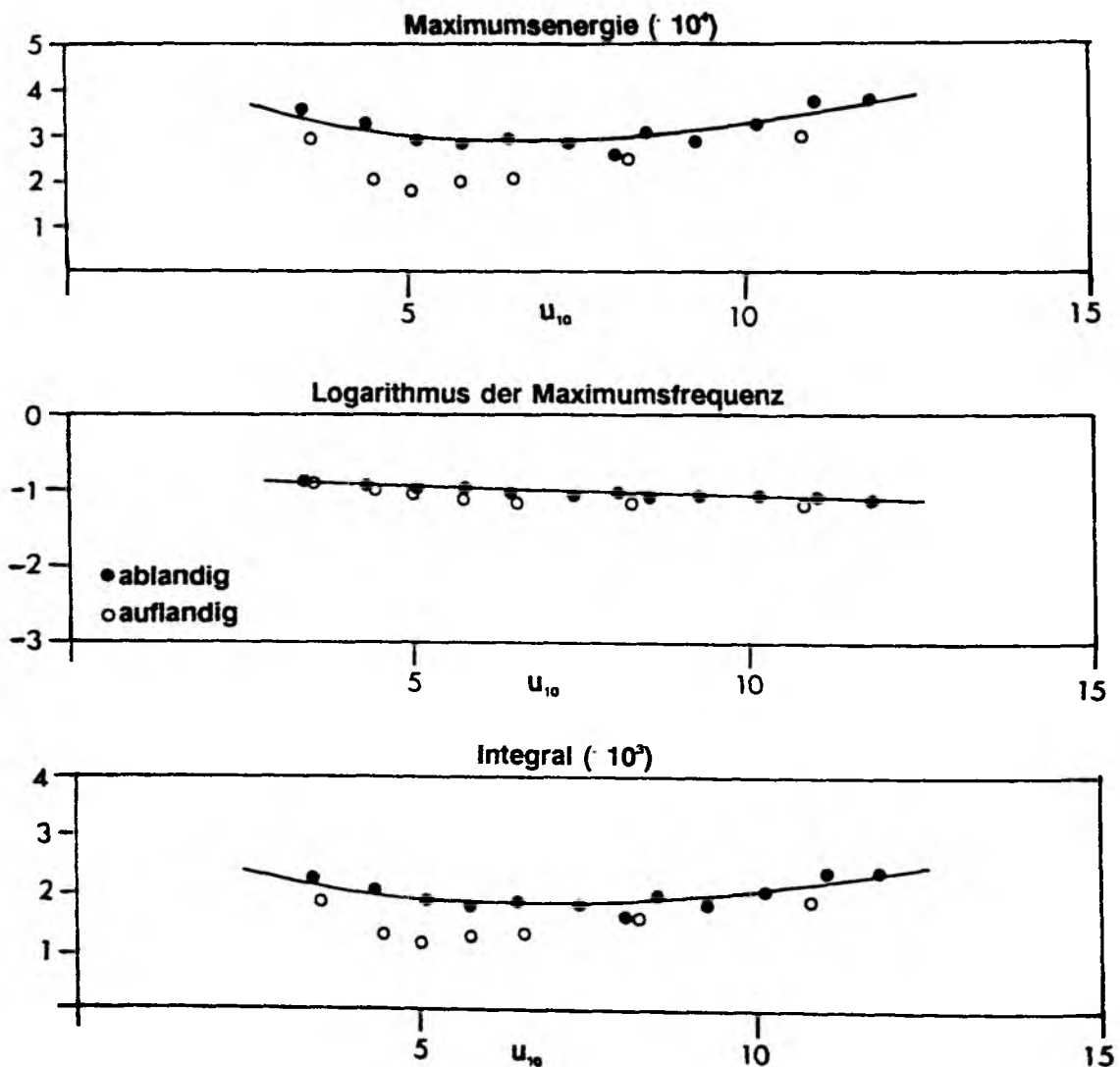


Abb. 6.24 : Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der charakteristischen Werte für das  $w\theta$ -Cospektrum.

beim latenten Wärme fluß. Hier ist jedoch die Zunahme der Energiedichte vernachlässigbar gering. Bei Windgeschwindigkeiten unter 5 m/sec kehrt sich die Änderung der Energiedichte bei den Cospektren der Wärme flüsse um, was vermutlich auf einen, nur bei schwachen Winden wirksam werden den, thermischen Einfluß zurückzuführen ist. Dieses Verhalten ist da- gegen beim Impulsfluß nicht erkennbar.

Bei Windgeschwindigkeiten zwischen ca. 4 und 8 m/sec lassen die Co- Spektren für sensible und latente Wärme bei auflandigem Wind niedrige- re Energiedichten als bei Wind von Land erkennen. Auch die Frequenz im

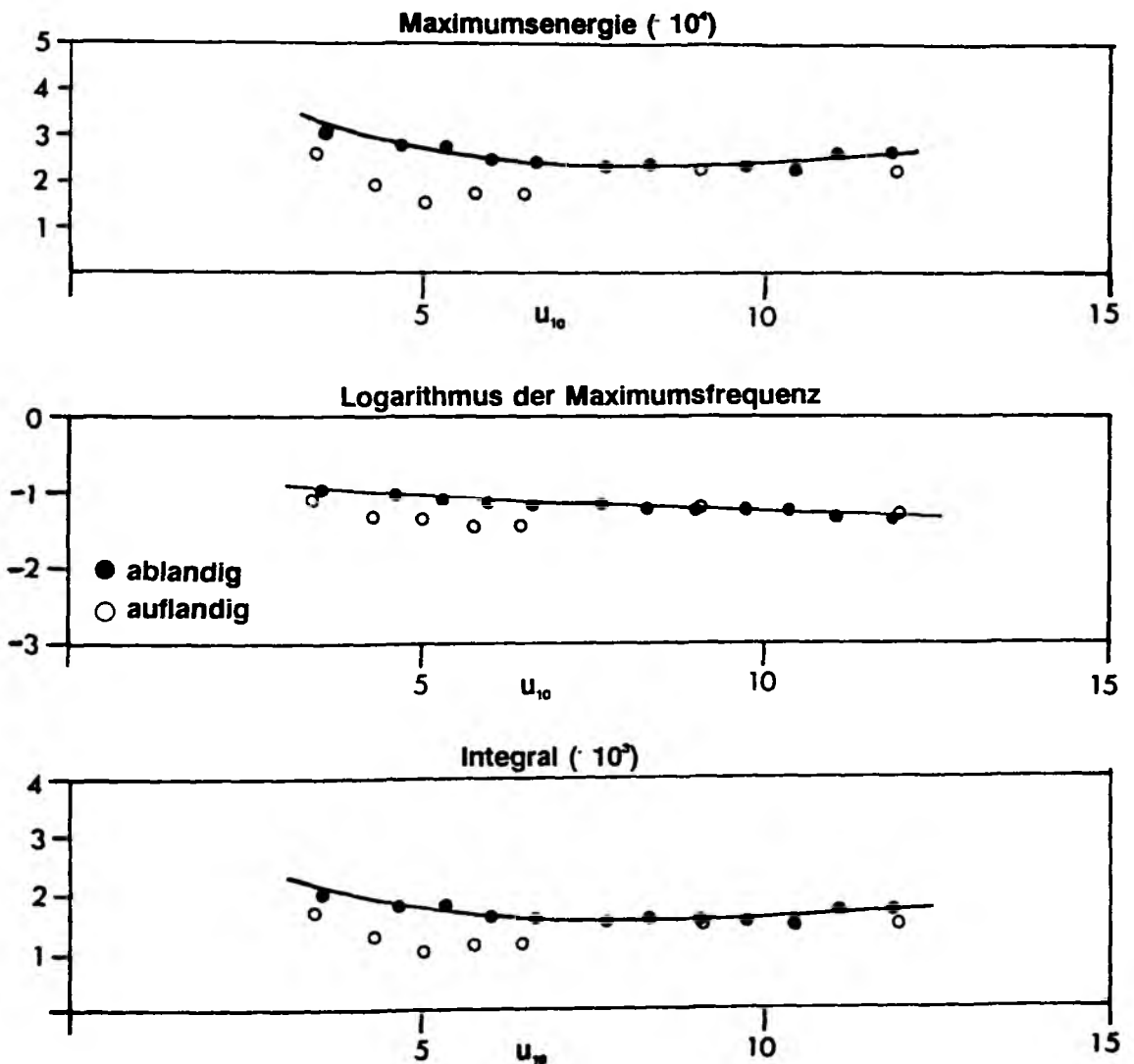


Abb. 6.25 : Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der charakteristischen Spektralwerte für das wq-Cospektrum.



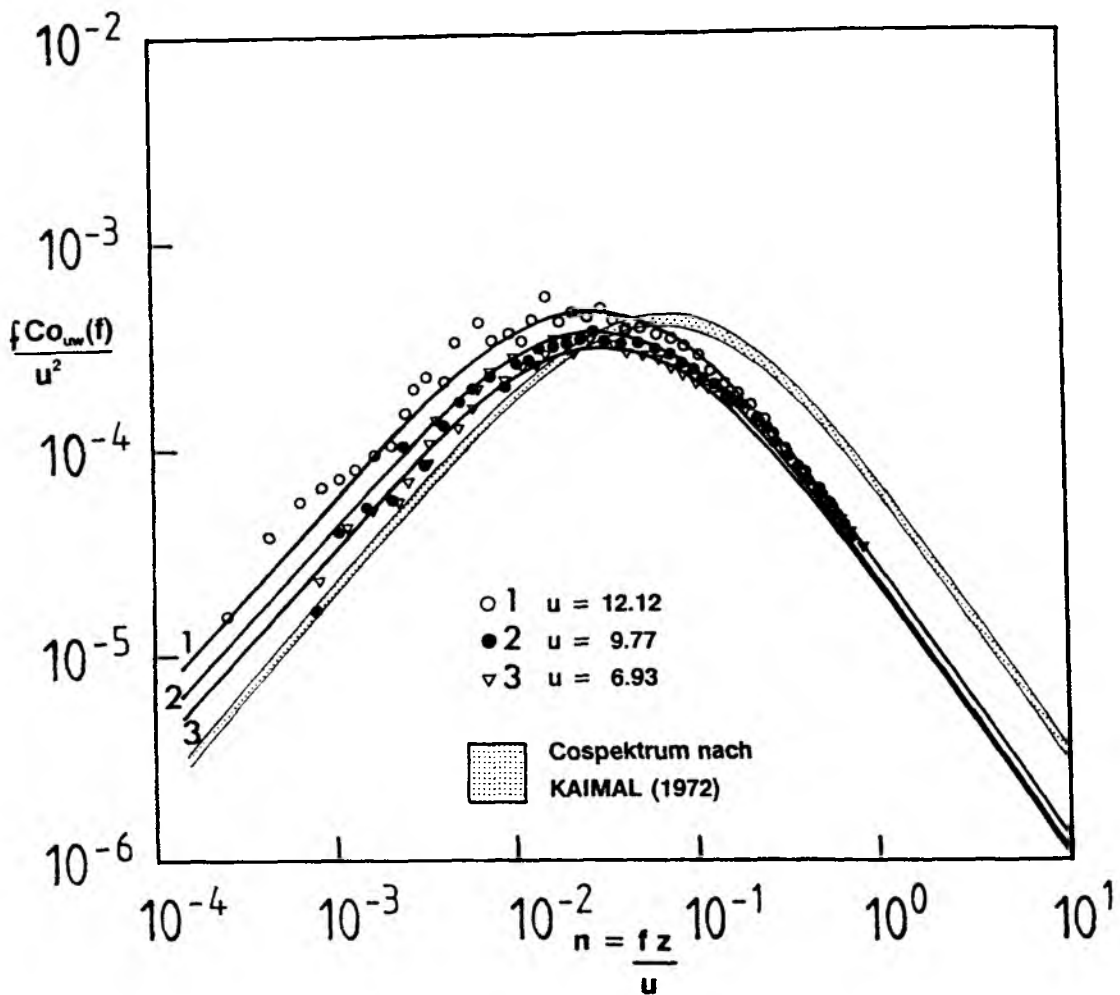


Abb. 6.26 : uw-Cospektren für unterschiedliche Windgeschwindigkeiten im Vergleich mit dem Spektrum von KAIMAL et.al. für neutrale Schichtung.

Maximum liegt in diesen Fällen, wie beim w-Spektrum, deutlich niedriger als bei ablandigem Wind. Beim Impulsfluß treten diese Merkmale hingegen nicht auf. Diese Unterschiede können auf die Advektion von der über Land erzeugten thermischen Turbulenz, die sich durch den Zerfall in kleinere Turbulenzelemente im Küstenvorfeld auch bei höheren Frequenzen bemerkbar macht, zurückgeführt werden. Der erhöhte Feuchtefluß bei ablandigem Wind könnte auf die Advektion von überwiegend trockeneren Luftmassen zurückgeführt werden. Daß diese Abweichungen beim Impulsfluß hingegen nicht auftreten, könnte dem auch bei auflandigem Wind noch wirksamen Reibungsunterschied zwischen Land und See

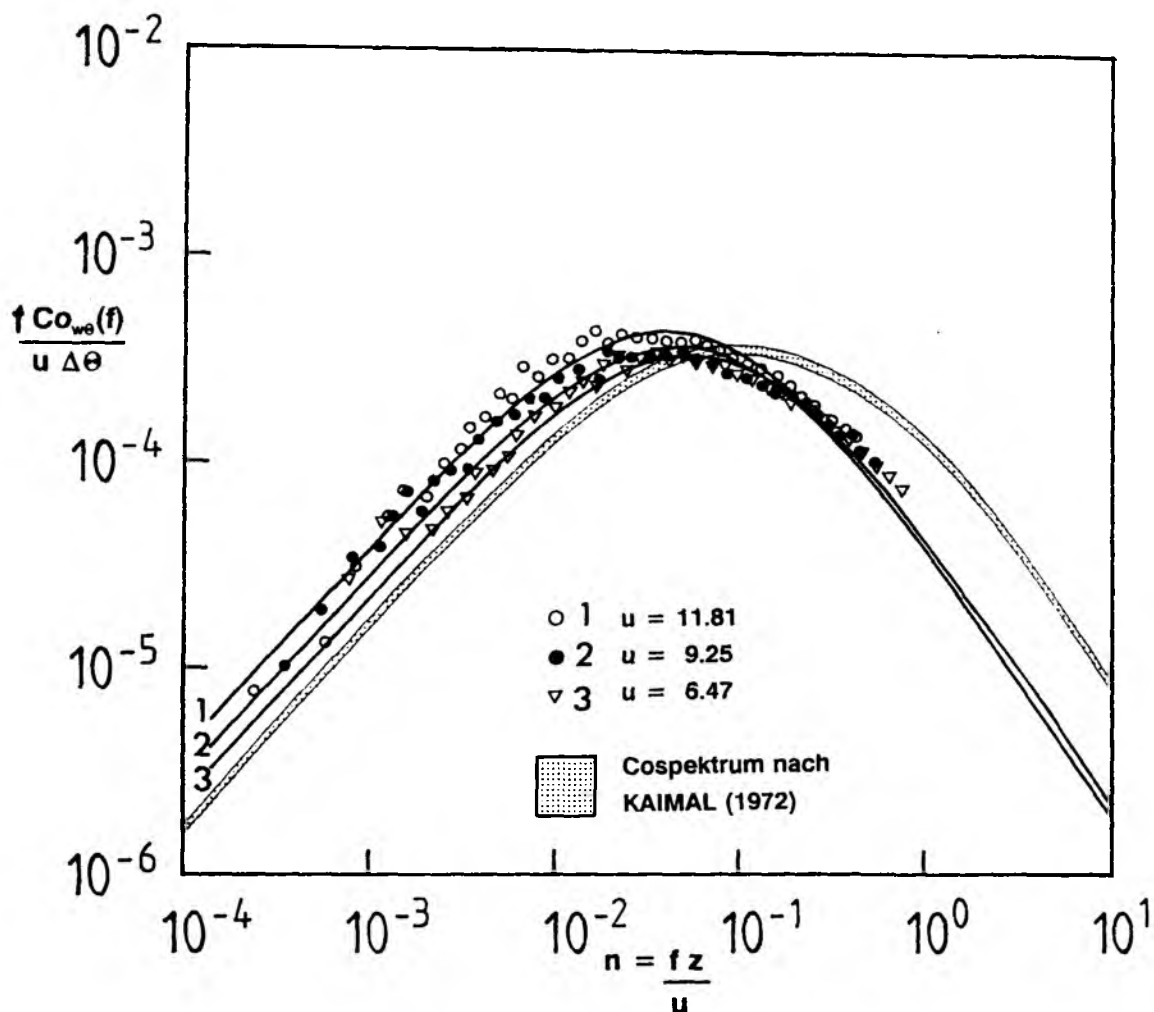


Abb. 6.27 :  $w\theta$ -Cospektren für unterschiedliche Windgeschwindigkeiten im Vergleich mit dem Spektrum von KAIMAL et.al. für neutrale Schichtung.

zugeschrieben werden. In Abbildung 5.1 ist zu erkennen, daß der Meßort in keiner Richtung weiter als etwa 30 km vom Festland entfernt ist. Ein Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Modellgleichungen mit den Gleichungen für neutrale Schichtung von KAIMAL et.al. (1972) (Gl. 4.33-4.34) ergab signifikante Unterschiede hinsichtlich der Lage des Spektrums (Abb. 6.26-6.28). Der energiehaltige Spektralbereich der von KAIMAL angegebenen Modellspektren für den vertikalen Impulsfluß und den Fluß fühlbarer Wärme liegt gegenüber den über der Kieler Bucht aufgenommenen Cospektren bei deutlich höheren Frequenzen. Mit Abnahme der Windgeschwindigkeit verlagern sich die über der Kieler

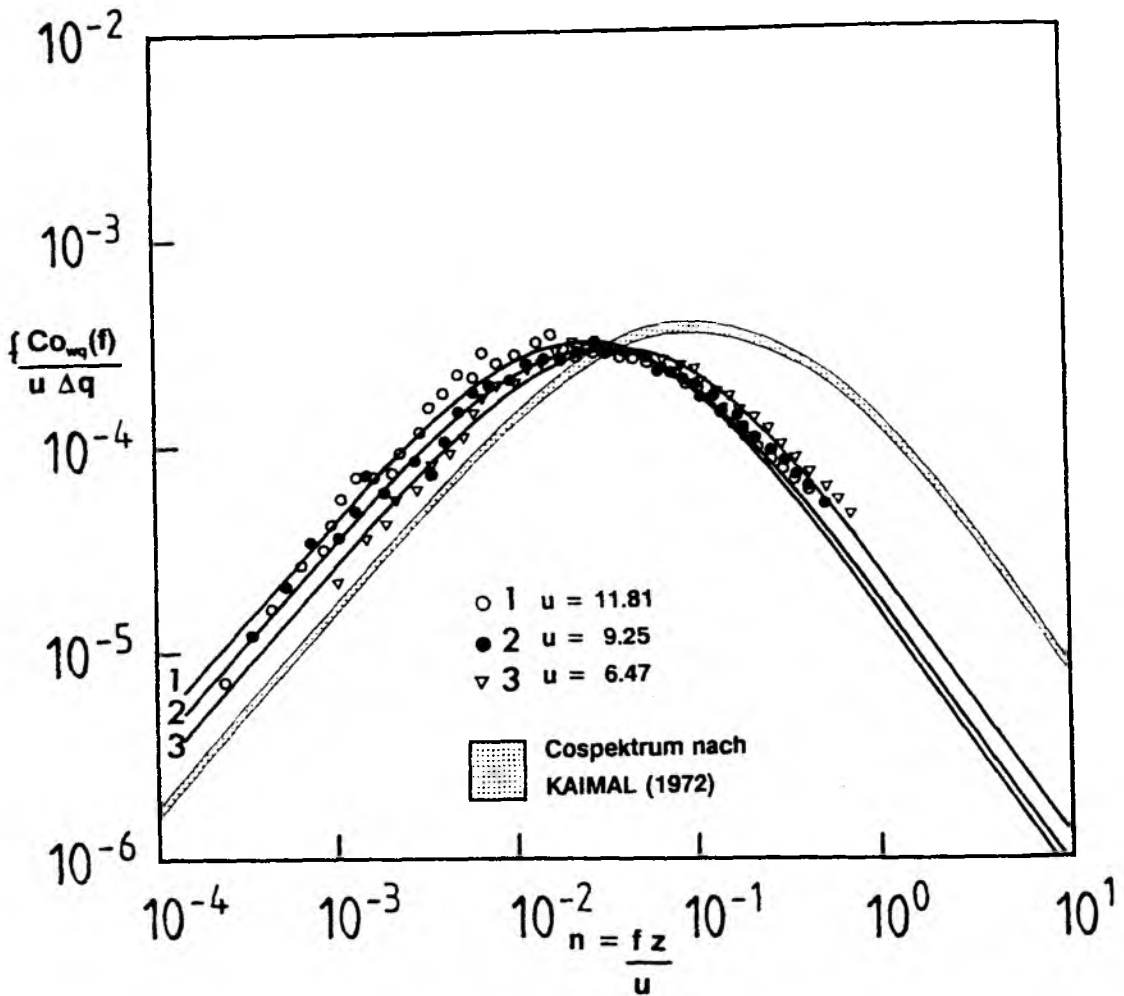


Abb. 6.28 : wq-Cospektren für unterschiedliche Windgeschwindigkeiten

Bucht gewonnenen Spektren der Wärmeflüsse zu höheren Frequenzen, ohne jedoch annähernd an den von KAIMAL et.al. berechneten  $-7/3$ -Abfall zu kommen. Die Energiedichten hingegen sind, setzt man für die Cospektren bei maximalen Windgeschwindigkeiten annähernd neutrale Schichtung voraus, in etwa vergleichbar. Die Cospektren für den Fluß latenter Wärme in Abbildung 6.28 beinhaltet lediglich die Ergebnisse aus der Kieler Bucht, da KAIMAL keine vergleichbaren Spektren für den Feuchtefluß angibt.

## 6.4 Die Transportkoeffizienten

Das Integral der mit den "Bulk"- Produkten normierten Cospektren entspricht den Transportkoeffizienten  $C_D$ ,  $C_H$  und  $C_E$ . Dieser Zusammenhang läßt sich durch die Verknüpfung von Gl. 3.5-3.7 und Gl. 3.8-3.10 leicht erkennen. Man erhält:

$$C_D = \frac{\overline{u'w'}}{u^2} \quad (6.16)$$

$$C_H = \frac{\overline{w'\theta'}}{u \cdot \Delta\theta} \quad (6.17)$$

$$C_E = \frac{\overline{w'q'}}{u \cdot \Delta q} \quad (6.18)$$

Nach dem derzeitigen Wissensstand sind diese Größen Funktionen der Windgeschwindigkeit, der Stabilität und des sogenannten Seegangsalters (GEERNAERT, 1987). Während die Messungen in der Kieler Bucht die Bestimmung der Windgeschwindigkeit und der Stabilität ermöglichen, kann das Seegangsalter lediglich abgeschätzt werden. Es ist anzunehmen, daß das Seegangsalter selbst und seine Variabilität bei ablandigem Wind deutlich geringer sind als bei auflandigem Wind, da sich die See auf der relativ kurzen Strecke (s. Abb. 5.1) nur begrenzt aufbauen kann. Die Transportkoeffizienten lassen sich sowohl aus den Zeitreihen direkt, als auch durch Integration der berechneten Cospektren bestimmen. Beide Methoden sind jedoch mit Fehlern behaftet, da sie nicht den gesamten turbulenten Spektralbereich abdecken. Durch die Berechnung der in Kapitel 6.3 behandelten Koeffizienten A und B besteht jedoch die Möglichkeit, durch Integration des über die Koeffizienten approximierten Spektrums den gesamten Frequenzbereich der Turbulenz zu berücksichtigen. Diese Integrale sind in Kapitel 6.3 in den Abbildungen 6.23-6.25 dargestellt. Um einen Vergleich der daraus gewonnenen Ergebnisse mit anderen Autoren durchführen zu können, müssen die resultierenden Transportkoeffizienten entsprechend der Gleichungen 3.25-3.27 auf neutrale Schichtung reduziert, und auf 10 Meter Höhe extrapoliert

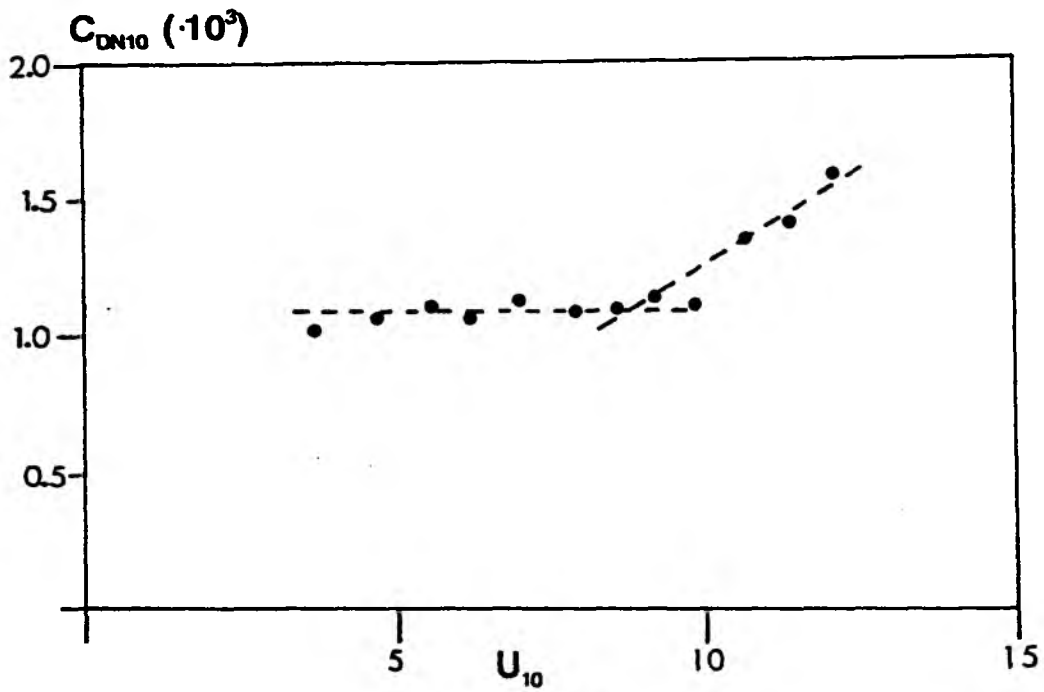


Abb. 6.29 : Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des neutralen Transportkoeffizienten für den Impulsfluß.

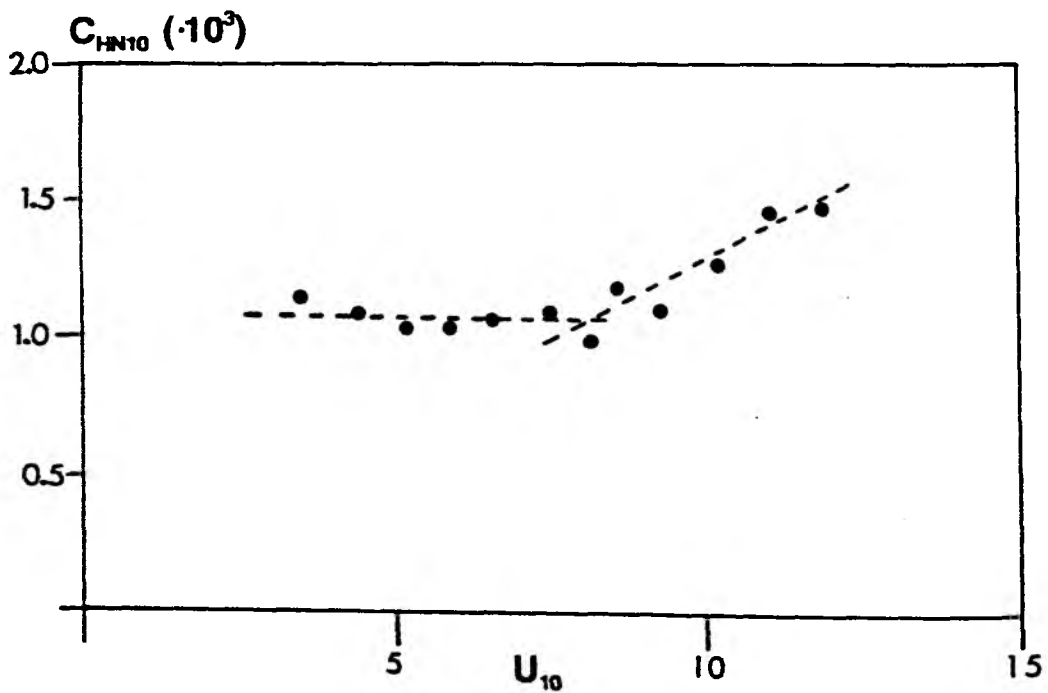


Abb. 6.30 : Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des neutralen Transportkoeffizienten für den sensiblen Wärmefluß.

	Regression	u [m/sec]	Meßort (Tiefe)
Smith & Banke 1975	$0.61 + 0.075 \cdot u_{10}$	6 - 21	Sable Island (Brandung)
Garratt 1977	$0.75 + 0.067 \cdot u_{10}$	3 - 21	verschiedene Datensätze
Large & Pond 1981	$0.49 + 0.065 \cdot u_{10}$	10 - 25	Ozean
Donelan 1982	$0.35 + 0.142 \cdot u_{10}$	4 - 16	Lake Ontario 10 m
Geernaert et.al. 1986	$0.40 + 0.117 \cdot u_{10}$	5 - 22	Nordsee 15 m
Geernaert et.al. 1987	$0.58 + 0.085 \cdot u_{10}$	5 - 25	Nordsee 30 m
Smith 1988	$0.81 + 0.049 \cdot u_{10}$	6 - 22	Nord Atlantik tiefes Wasser

Tabelle 6.1 : Regressionen verschiedener Autoren für den Transportkoeffizienten für den Impulsfluß (DE COSMO, 1991). Die Zahlenangaben beim Meßort beziehen sich auf die Meerestiefe.

werden. Die dadurch erhaltenen Transportkoeffizienten  $C_{DN10}$ ,  $C_{HN10}$  und  $C_{EN10}$  zeigen die in den Abbildungen 6.29-6.31 dargestellte Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Vergleicht man die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit von  $C_{DN10}$  mit den von DE COSMO (1991) aufgelisteten Regressionen (Tab. 6.1), so kommt die über der Kieler Bucht ermittelte Ausgleichsgerade

$$C_{DN10} \cdot 10^3 = 0.76 + 0.051 \cdot u_{10N} \quad (6.19)$$

der Regression von GARRATT (1977) sicherlich am nächsten. Es ist jedoch augenscheinlich, daß diese Windgeschwindigkeitsabhängigkeit nicht als linear anzunehmen ist. Bis zu einer Windgeschwindigkeit von ca. 8 m/sec bleibt der Koeffizient mit  $C_{DN10} \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$  annähernd konstant.

Mit zunehmender Windgeschwindigkeit erhöht sich  $C_{DN10}$  mit einer Steigung von ca. 0.1, die in etwa der von GEERNAERT (1986) über der Nordsee ermittelten entspricht.

Neben den von GEERNAERT (1986) veröffentlichten Ergebnissen haben auch andere Messungen in flachen Küstengebieten ein prinzipiell größeres  $C_D$  als auf der offenen See ermittelt (GARRATT, 1977; ATATÜRK, 1991). Diese Unterschiede werden mit dem Einfluß der Wassertiefe, die am Meßort in der Kieler Bucht in etwa 12 Meter betrug, auf die Oberflächenrauigkeit erklärt.

Mehrere Modellstudien haben eine Erhöhung der Flüsse sensibler und latenter Wärme aufgrund der Verdunstung von Gischt vorhergesagt, die

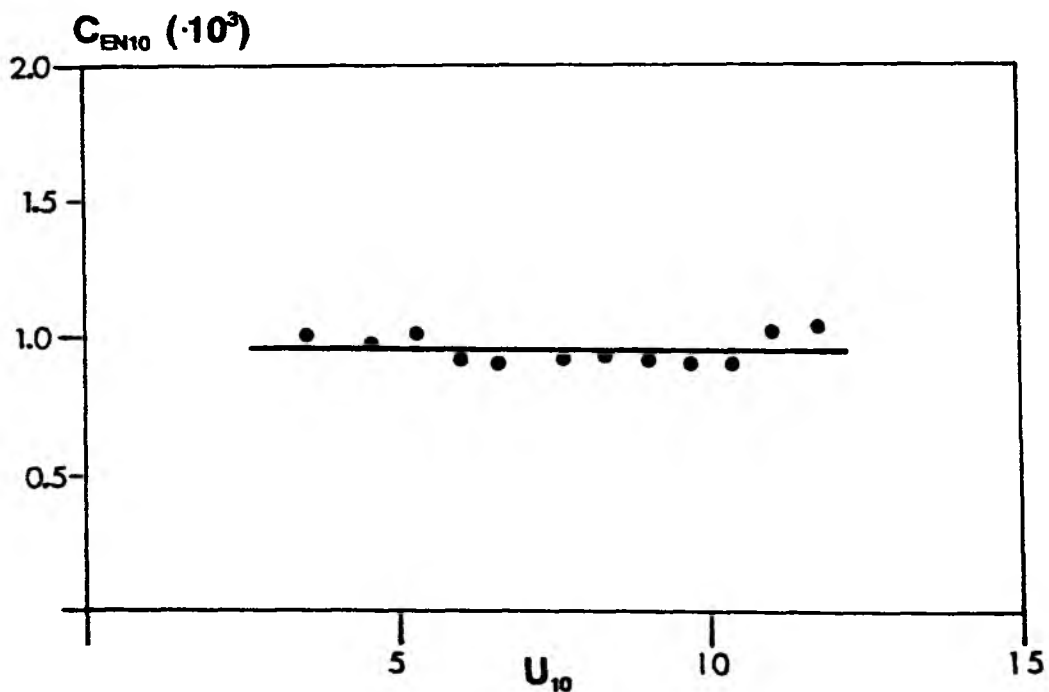


Abb. 6.31 : Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des neutralen Transportkoeffizienten für den latenten Wärmefluß.

mit der Windgeschwindigkeit zunimmt (DE COSMO, 1991). Das 1986 vor der niederländischen Küste durchgeführte Experiment HEXOS (Humidity Exchange Over the Sea) ergab jedoch keine Erhöhung der Flüsse sensibler und latenter Wärme mit der Windgeschwindigkeit (DE COSMO, 1991). DE COSMO (1991) schließt daraus, daß jegliche Zunahme des Feuchteflusses durch Verdunstung von Gischt durch eine Abnahme der Oberflächenver-

dunstung durch einen geringeren Feuchtegradienten neutralisiert wird. Auch die Ergebnisse über der Kieler Bucht ergaben keine signifikante Änderung von  $C_{EN10}$  mit der Windgeschwindigkeit.

Mit einer vernachlässigbar geringen Steigung und einem Nullwert von  $0.96 \cdot 10^{-3}$  liegt der neutrale Transportkoeffizient für den Feuchtefluß im Vergleich zu den in Abbildung 6.32 dargestellten Koeffizienten aus anderen Untersuchungen relativ niedrig.

Auch bei der Bestimmung des Transportkoeffizienten für den sensiblen Wärmefluß weichen die von DE COSMO (1991) vorgestellten Koeffizienten sehr stark voneinander ab. Für labile Schichtung schwanken die Ergebnisse zwischen  $0.91 \cdot 10^{-3}$  (Friehe & Schmitt, 1976) und  $1.5 \cdot 10^{-3}$  (Dunckel et.al., 1974 und Pond et.al., 1974). Das von DE COSMO selbst veröf-

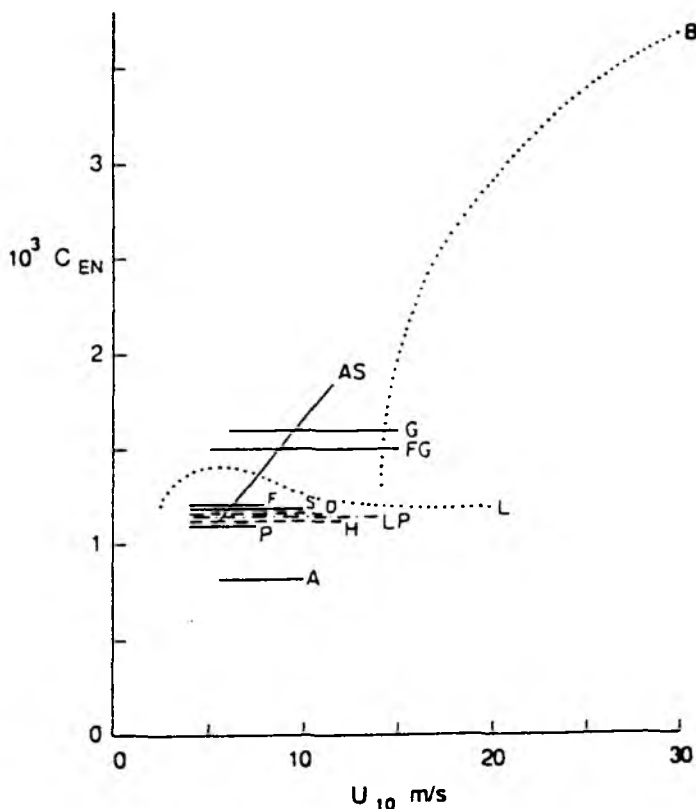


Abb. 6.32 : neutraler Transportkoeffizient für den Feuchtefluß auf 10 Meter Höhe reduziert (DE COSMO, 1991): A: Antonia et.al. (1978); AS: Anderson & Smith (1981); FG: Francey & Garratt (1978); G: Garratt & Hyson (1975); LP: Large & Pond (1982); S: Smith (1974); AS, FG und G repräsentieren Daten aus Brandungsgebieten.



fentlichte  $C_{HN10}$  liegt bei  $1.1 \pm 0.3 \cdot 10^{-3}$ . Deutlich niedriger fallen die Koeffizienten bei stabiler Schichtung aus. Hier liegen die Schwankungen mit  $0.69 \cdot 10^{-3}$  (Large & Pond, 1982) bis  $0.83 \cdot 10^{-3}$  (Smith, 1980) wesentlich niedriger. Das im Rahmen dieser Arbeit berechnete  $C_{HN10}$  zeigt eine ähnliche Windgeschwindigkeitsabhängigkeit wie der Koeffizient für den Impulsfluß. Die lineare Regression über alle Windgeschwindigkeiten ergab

$$C_{HN10} \cdot 10^3 = 0.83 + 0.044 \cdot u_{10N} \quad (6.16)$$

Doch auch beim sensiblen Wärmefluß zeigt sich bei labiler Schichtung mit  $C_{HN10} \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$  eine Konstanz des Koeffizienten bis zu einer Windgeschwindigkeit von ca. 8 m/sec. Bei höheren Windgeschwindigkeiten ergibt sich eine Steigung von ca. 0.11. Die Messungen bei stabiler Schichtung ergaben bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von ca. 6.5 m/sec mit  $1.12 \cdot 10^{-3}$  keinen signifikanten Unterschied zu den Ergebnissen bei labiler Schichtung.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die über der Kieler Bucht ermittelten Transportkoeffizienten für den Impuls und die latente Wärme in guter Übereinstimmung mit den über vergleichbarem Terrain gemessenen Koeffizienten stehen. Lediglich die Koeffizienten für den sensiblen Wärmefluß zeigen eine Windgeschwindigkeitsabhängigkeit, die in den meisten bisher veröffentlichten Ergebnissen nicht gefunden wurde.

## 7. Fehlerabschätzung

Die statistische Absicherung der in Kapitel 6 vorgestellten Ergebnisse kann auf Grund unterschiedlicher Sachverhalte wie folgt durchgeführt werden. Es wurde versucht, die während der Messungen möglichen systematischen Fehler zu vermeiden. Eventuelle Störungen durch die Meßapparaturen sind durch die ständig in Windrichtung ausgerichteten Meßapparaturen auszuschließen. Die Beeinträchtigungen durch den in ca. 100 Meter in südöstlicher Richtung stehenden Leuchtturm hatten keine Auswirkungen auf die Messungen, da Fälle mit mittleren Windrichtungen aus dem Intervall  $95 \leq \alpha \leq 175$  nicht berücksichtigt wurden. Eine weitere Eliminierung möglicher Fehler erfolgte durch die Kontrolle des An-

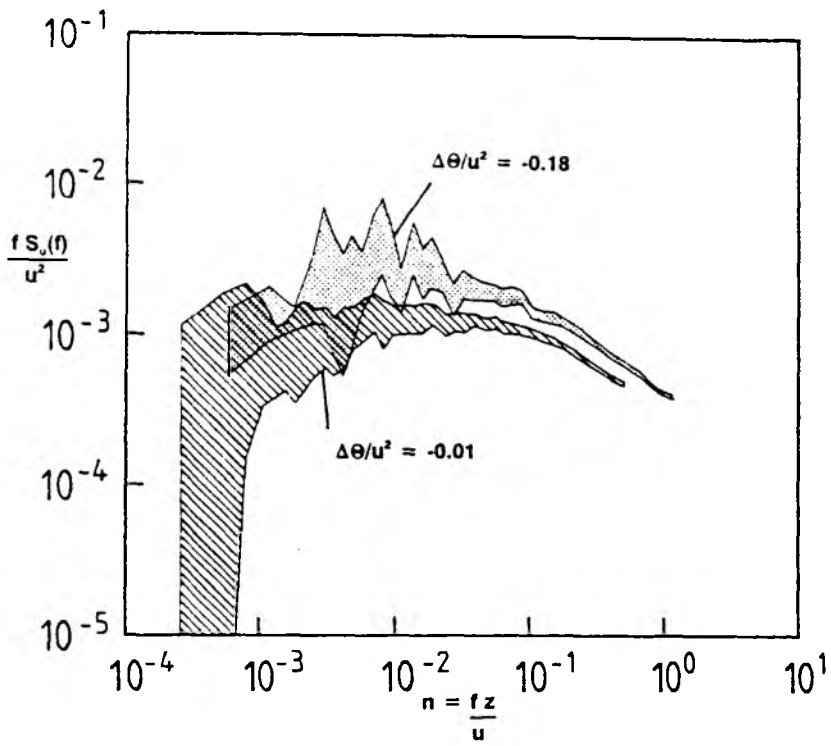


Abb. 7.1 : Beispiele der 95%-Konfidenzintervalle von Energiespektren der  $u$ -Komponente bei unterschiedlicher Stabilität

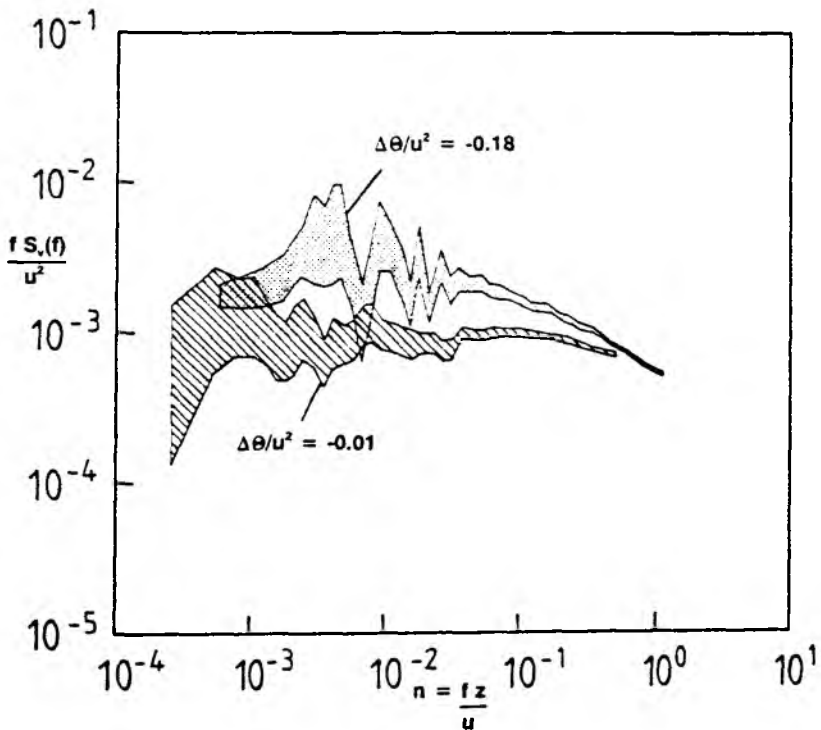


Abb. 7.2 : Beispiele der 95%-Konfidenzintervalle von Energiespektren der  $v$ -Komponente bei unterschiedlicher Stabilität

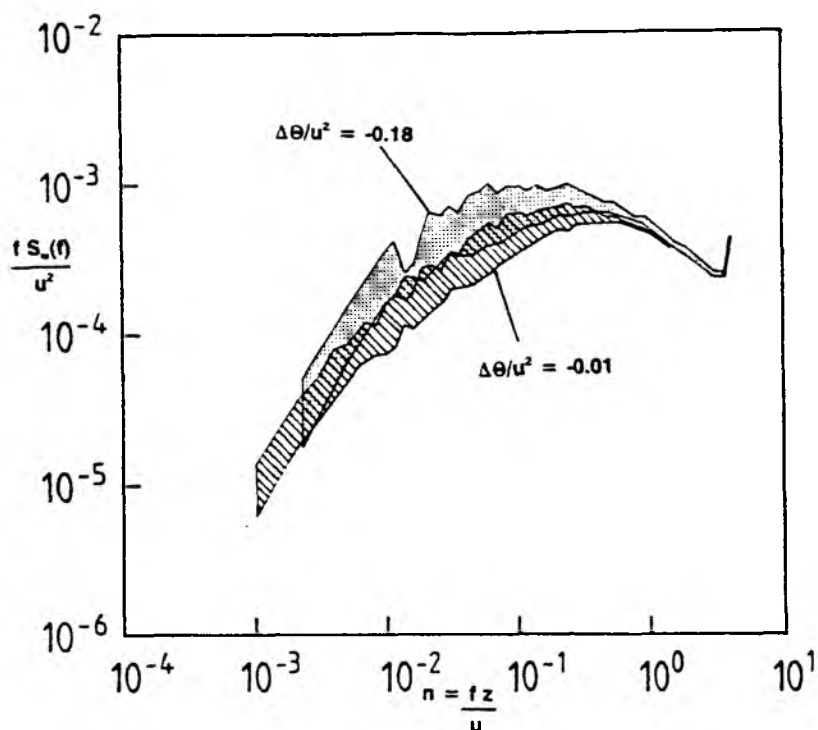


Abb. 7.3 : Beispiele der 95%-Konfidenzintervalle von Energiespektren der  $w$ -Komponente bei unterschiedlicher Stabilität

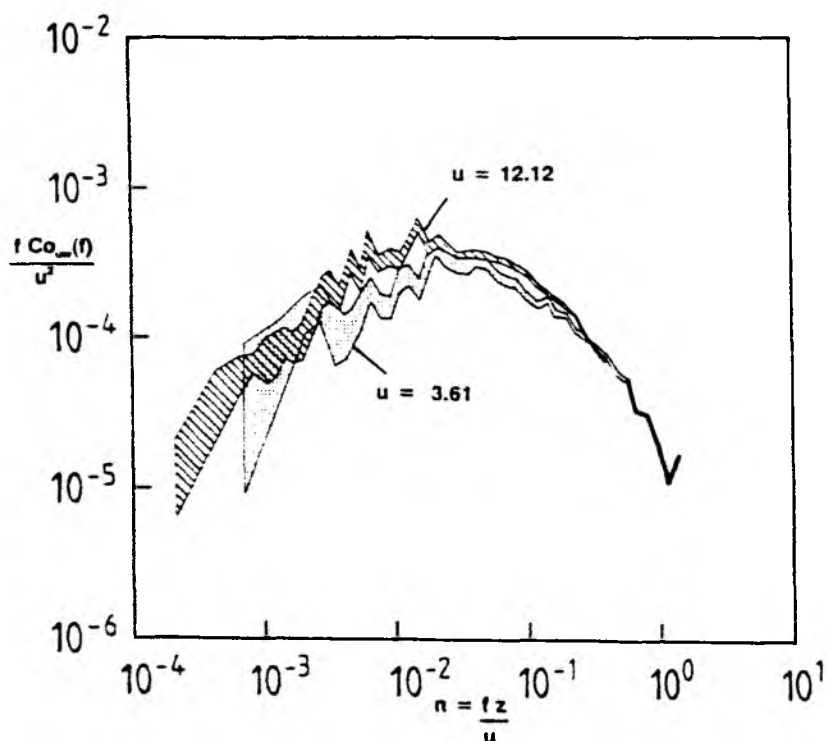


Abb. 7.4 : Beispiele der 95%-Konfidenzintervalle von Cospektren des Impulsflusses bei unterschiedlicher Windgeschwindigkeit

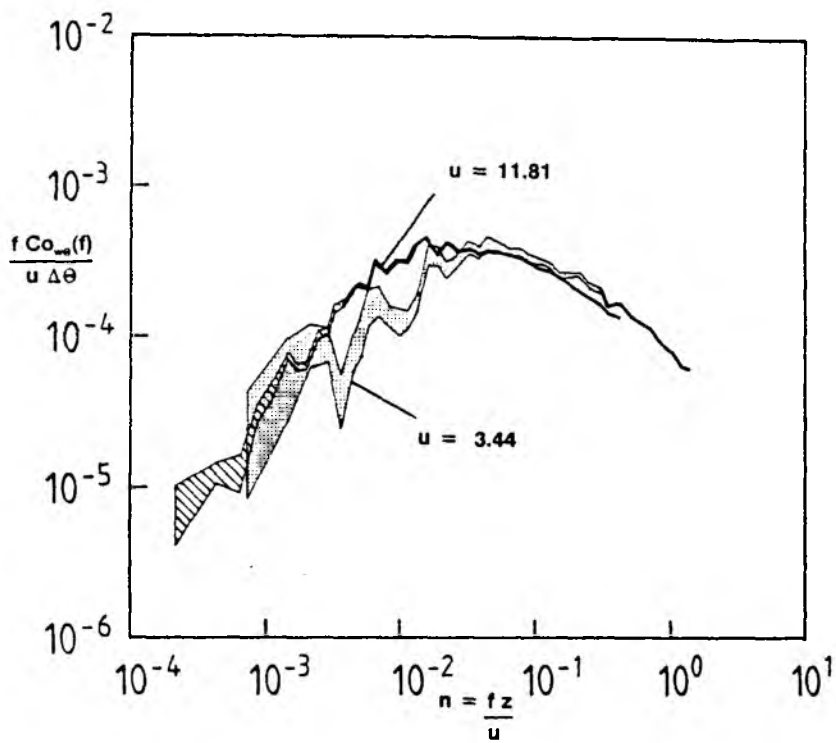


Abb. 7.5 : Beispiele der 95%-Konfidenzintervalle von Cospektren des Flusses fühlbarer Wärme bei unterschiedlicher Windgeschwindigkeit.

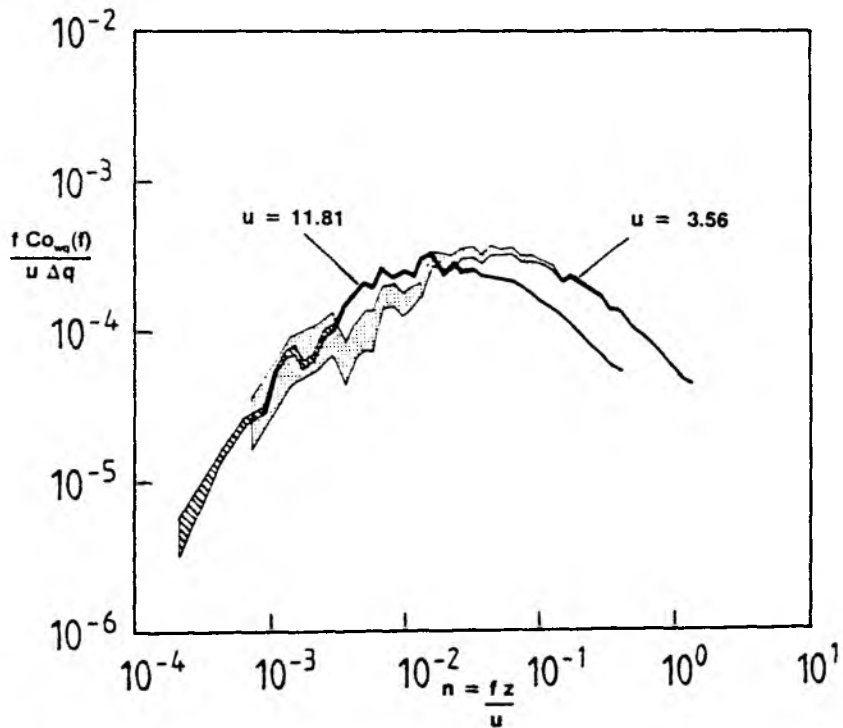


Abb. 7.6 : Beispiele der 95%-Konfidenzintervalle von Cospektren des Flusses latenter Wärme bei unterschiedlicher Windgeschwindigkeit.

# Integral ( $\cdot 10^2$ )

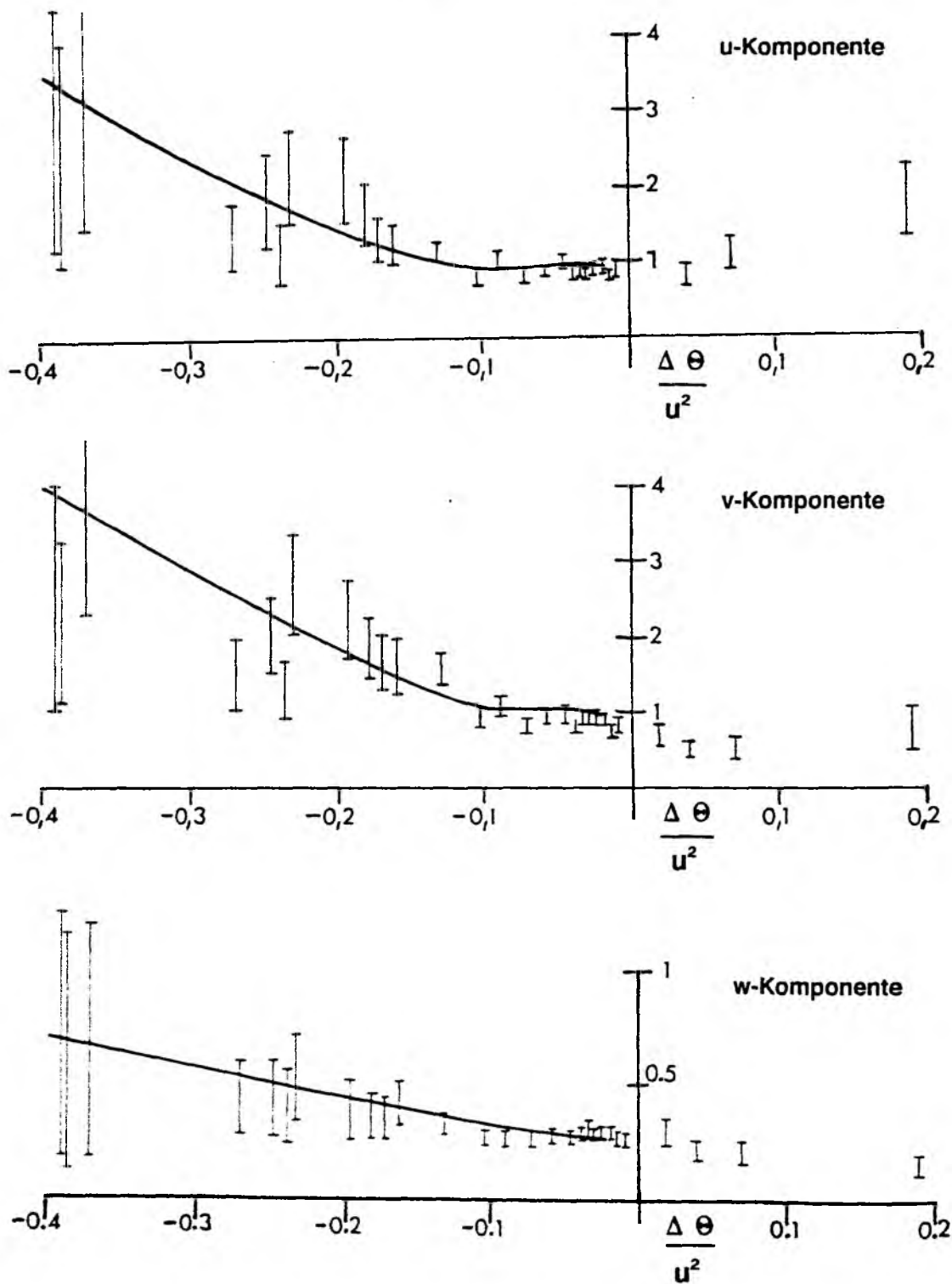


Abb. 7.7 : Stabilitätsabhängigkeit der Integrale der Energiespektren der drei Windkomponenten mit 95%-Konfidenzintervall.

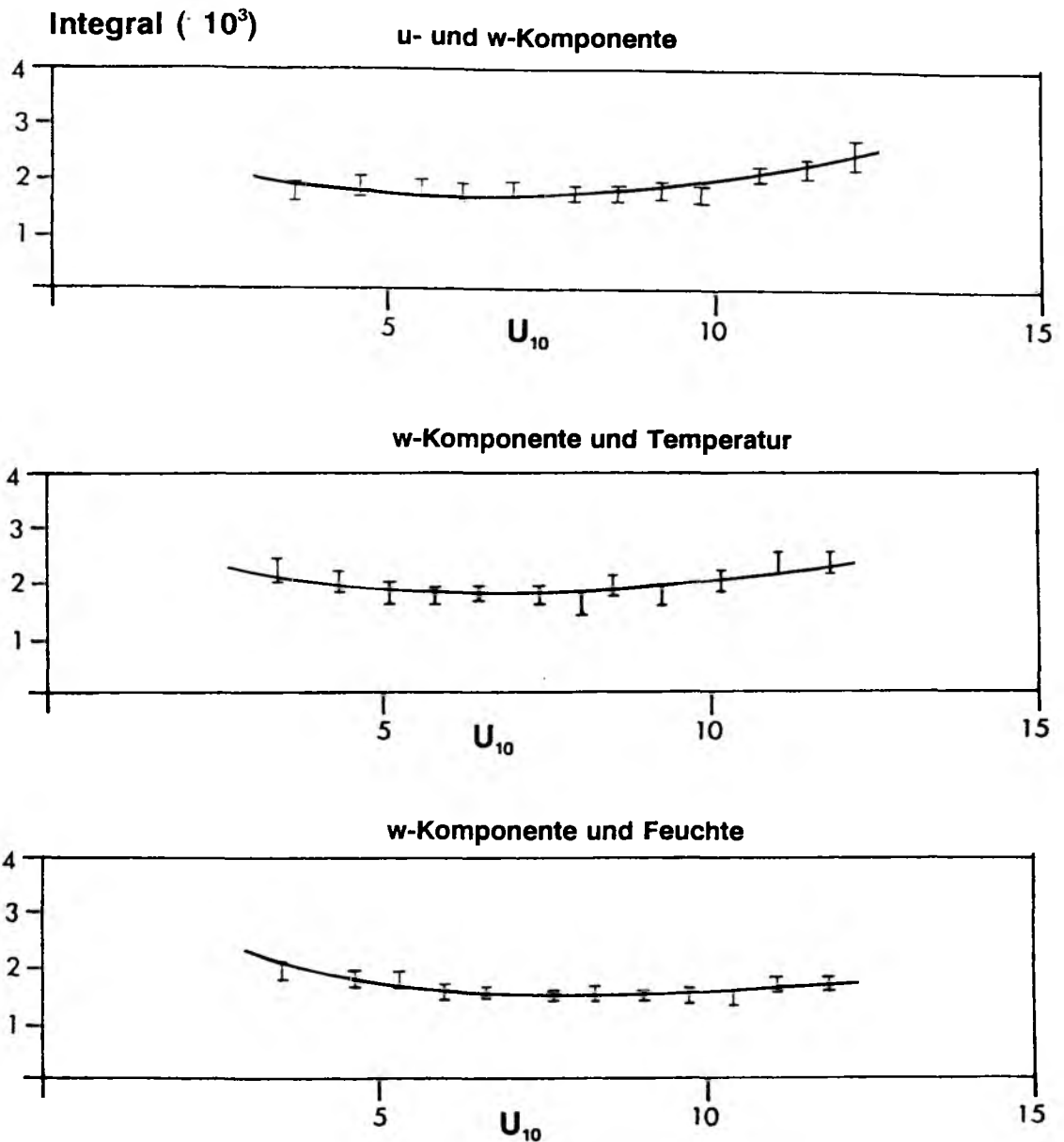


Abb. 7.8 : Stabilitätsabhängigkeit der Integrale der Cospektren der Flüsse von Impuls, fühlbarer und latenter Wärme mit 95-%-Konfidenzintervall.

strömwindwinkels des Propellersystems, die Lückenkontrolle sowie eine allgemeine Datenüberprüfung, die als fehlerhaft einzustufende Meßdaten aussonderte. Zusätzlich wurden die 8-Minuten-Mittelwerte der Windgeschwindigkeit sowie die der Luft- und Feuchttemperatur von Referenzge-

räten mit dem entsprechenden Mittelwert der  $\frac{1}{4}$ -Sekunden-Daten verglichen. Im Fall zu großer Abweichungen dieser Mittelwerte wurden die Zeitreihen zur weiteren Auswertung nicht herangezogen.

Zur Reduzierung des stochastischen Fehlers der Ergebnisse wurde auf eine möglichst hohe Anzahl an Freiheitsgraden Wert gelegt. Bei den Energiespektren der Horizontalwindkomponenten und den Cospektren wurde die Nyquistfrequenz durch eine Mittelung von vier zeitlich aufeinanderfolgenden Meßwerten auf 0.5 Hertz herabgesetzt. Beim Energiespektrum der Vertikalwindkomponente wurde die maximale Auflösung von 2 Hertz beibehalten, jedoch die Einzelspektren von vier aufeinanderfolgenden Zeitreihen gemittelt. Jedes berechnete Spektrum wurde durch eine Multiplikation mit dem sogenannten "Hanning-Fenster" geglättet. Die in Kapitel 5 beschriebene Reduzierung der Spektralwerte eines Spektrums durch die Mittelungen logarithmisch annähernd äquidistanter Frequenzintervalle und die Mittelung der Energiespektren nach Stabilitätsklassen, bzw. der Cospektren nach Windgeschwindigkeitsklassen, erlaubt auf Grund der hohen Anzahl an Freiheitsgraden die Annahme von normalverteilten Spektralwerten. Die darauf beruhenden 95%-Konfidenzintervalle für die Energie- und Cospektren sind in den Abbildungen 7.1 - 7.6 für unterschiedliche Stabilitäten, bzw. Windgeschwindigkeiten dargestellt. Man erkennt, daß der 95%-ige Mutungsbereich für den Mittelwert der Spektralwerte bei den Cospektren deutlich kleiner ist als bei den Energiespektren. Dies ist in erster Linie auf die unterschiedliche Anzahl an gemittelten Spektren zurückzuführen. Vergleicht man die Konfidenzintervalle der Horizontalwindspektren mit denen der Vertikalwindkomponente, so zeigen sich auch hier große Unterschiede, die den bereits in Kapitel 6.2 erwähnten Schwankungen im niederfrequenten Spektralbereich der u- und v-Komponente zugeschrieben werden können. Diese bei labiler Schichtung extremen Fluktuationen zeigen sich auch in den Darstellungen der 95%-igen Konfidenzintervalle der Integrale der Horizontalwindspektren (Abb. 7.7). Diese statistischen Unsicherheiten treten bei der Vertikalwindkomponente wesentlich schwächer auf (Abb. 7.7). Bei den Cospektren ist der Konfidenzbereich für die Mittelwerte (Abb. 7.8) so klein, daß man von einer hohen statistischen Sicherheit der Ergebnisse für die Transportkoeffizienten ausgehen kann.

## 8. Schlußbetrachtung

Für Anwendungen, z.B. bei Ausbreitungsfragen, werden neben der Angabe mittlerer Größen auch Informationen über die spektrale Verteilung benötigt. Es ergibt sich die Frage, ob die aus Messungen über Land abstrahierte Beschreibung von Spektren (z.B. HØJSTRUP, 1981) auch über See anwendbar ist. Da diese Beschreibung durch Formeln erfolgt, in die charakteristische Parameter der Grenzfläche, wie z.B. die Schubspannungsgeschwindigkeit und die MONIN-OBUKHOV-Länge eingehen, wäre eine Übertragung auf See prinzipiell möglich, wenn man gleiche Turbulenzstruktur bei gleichen Randbedingungen postuliert. Wie weit ein derartiges Konzept Erfolg haben würde, sollte im Rahmen dieser Arbeit nachgeprüft werden. Selbst wenn die in den Formeln auftretenden Parameter gleich wären, ist die Gültigkeit der Übertragung nicht gesichert, da die räumliche Homogenität im Küstenvorfeld nicht gegeben ist.

Für die praktische Anwendung der Spektren ist es von Vorteil, den Aufwand an erforderlichen Messungen auf ein Minimum an Routinemeßgrößen zu reduzieren. In diesem Zusammenhang konnte gezeigt werden, daß die aus den gemessenen turbulenten Fluktuationen berechneten Normierungsparameter und das Stabilitätsmaß  $z/L$  ersetzt werden können durch die Mittelwerte einfach zu messender Größen, wie die Windgeschwindigkeit und die Temperatur- und Feuchtedifferenz zwischen Luft und Wasseroberfläche.

Die Beschreibung der Energiespektren der Windkomponenten durch Funktionen mittlerer, für die wassernahe Luftschicht charakteristischer Größen erwies sich als geeignete Parametrisierung: Die Stabilitätsabhängigkeit der Energiespektren der Windkomponenten wird durch diese Modellgleichungen gut wiedergegeben. Lediglich im Niederfrequenten zeigt sich insbesondere bei stark labiler Schichtung eine Variabilität, die nicht von den lokalen Schichtungsverhältnissen abhängt, sondern vermutlich auf die Advektion von über Land erzeugter Turbulenz zurückzuführen ist. Die Energiedichten des Vertikalwindes sind in diesem Frequenzbereich sehr gering, so daß die Modellgleichung für diese Komponente als sehr gute Approximation für den gesamten turbulenten Spektralbereich verwendet werden kann. Die Horizontalwindspektren werden durch die niederfrequente Variabilität hingegen merklich beeinflusst. Der Vergleich mit über Land empirisch ermittelten Modellglei-



chungen von HØJSTRUP (1981) zeigt, daß die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Gleichungen die turbulenten Windschwankungen im Küstenvorfeld besser wiedergeben. Daraus läßt sich folgern, daß die in die Modellgleichungen von HØJSTRUP eingehende Höhe der niedrigsten Inversion zur Beschreibung der Turbulenz in der wassernahen Luftschicht nicht berücksichtigt werden muß. Auch der niederfrequente Spektralbereich der horizontalen Komponenten von HØJSTRUP weist deutlich größere Abweichungen von den gemessenen Horizontalwindspektren auf. Diese Abweichungen müßten in Abhängigkeit von den Schichtungsverhältnissen über Land beschrieben werden. Da diese Variabilität der Horizontalkomponenten des Windes im Periodenbereich von Minuten liegt, ist sie durch einfache Messungen von Windrichtung und -geschwindigkeit gut zu erfassen.

Um den Einfluß der räumlichen Inhomogenität, sowie der Scherung und der Stabilität der Schichtung auf die vertikalen Flüsse untersuchen zu können, wurden für die entsprechenden Cospektren ebenfalls Modellgleichungen in Abhängigkeit von mittleren charakteristischen Größen entwickelt. Diese Methode bietet gegenüber der direkten Berechnung der Kovarianzen die Möglichkeit, Änderungen der Kovarianzen bestimmten Skalen direkt zuordnen zu können und mögliche Fehler bei der Wahl der Auflösung und Länge von Zeitreihen zu erkennen. Gerade die räumliche Inhomogenität könnte bei zu kurzer Zeitreihenlänge zu Fehlern bei der Bestimmung der vertikalen Flüsse führen.

Die Cospektren weisen eine Zunahme der Energiedichte und eine gleichzeitige Verlagerung zu niedrigeren Frequenzen mit zunehmender Windgeschwindigkeit auf. Die berechneten Modellgleichungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Flüssen und die geringen Varianzen in den Windgeschwindigkeitsintervallen lassen eine Verwendung als übertragbare Parametrisierung durchaus zu.

Ein Vergleich der über der Kieler Bucht gemessenen Cospektren mit über Land empirisch gewonnenen Modellgleichungen (KAIMAL et.al., 1972) ergab hingegen signifikante Unterschiede. Während die Energiedichten größenordnungsmäßig vergleichbar sind, liegen die Maxima der über der Kieler Bucht gemessenen Cospektren bei deutlich niedrigeren Frequenzen.

Durch Integration der Cospektren über den gesamten turbulenten Spektralbereich wurden die Transportkoeffizienten für die vertikalen Flüsse bestimmt. Die Berechnung des Transportkoeffizienten für den Impulsfluß ergab eine gute Übereinstimmung mit ebenfalls in Landnähe gewonnenen Messungen (u.a. GEERNAERT, 1986, 1987). Während für  $C_{DN10}$  bei Windgeschwindigkeiten unterhalb von ca. 8 m/s ein annähernd konstanter Wert von ca.  $1.1 \cdot 10^{-3}$  ermittelt wurde, zeigt sich bei höheren Windgeschwindigkeiten mit einer Steigung von ca.  $0.1 \cdot 10^{-3} [1/(m/s)]$  eine deutliche Erhöhung des Koeffizienten.

Der Transportkoeffizient für den Feuchtefluß liegt mit 0.96 gegenüber anderen Meßungen (u.a. SMITH, 1989) etwas niedrig, bestätigt jedoch die vielfach ermittelte Unabhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Dies trifft auf den Transportkoeffizienten für den sensiblen Wärmefluß nicht zu: gegenüber den meisten bisher veröffentlichten Ergebnissen ergaben die Messungen in der Kieler Bucht eine Zunahme von  $C_{HN10}$  mit der Windgeschwindigkeit. Dies deutet daraufhin, daß die über der offenen See ermittelten  $C_{HN10}$  auf das Küstenvorfeld nicht unbedingt übertragbar sind.

Ein Vergleich der Transportkoeffizienten bei ab- und auflandigem Wind ergab für den Impulsfluß keine signifikanten Unterschiede. Die Flüsse von fühlbarer und latenter Wärme zeigten bei Wind von Land jedoch signifikant höhere Koeffizienten, was vermutlich auf von Land advehierte thermische Turbulenz zurückzuführen ist.

## 9. Literatur

ANDERSON, R.J., SMITH, S.D., 1981 : Evaporation Coefficient for the Sea Surface from Eddy Flux Measurements, J. Geophys. Res., Vol. 86, S. 449-456

AUGSTEIN, E., 1981 : Atmosphärische und ozeanische Grenzschichten in den niederen Breiten, Hamb. Geophys. Einzelschr., Heft 53

BÄTH, M., 1974 : Spectral Analysis in Geophysics. Developments in Solid Earth Geophysics 7, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam-Oxford-New York, 563 S.

BLACKMAN, R.B., TUKEY, J.W., 1958 : The Measurement of Power Spectra from the Point of View of Communications Engineering, Dover, New York

DE COSMO, J., 1991 : Air-Sea Exchange of Momentum, Heat and Water Vapor Over Whitecap Sea States, (Dissertation) University of Washington, Seattle

FIEDLER, F., 1969 : Investigations on the Diffusion of Atmospheric Properties and Contaminants, Beitr. Phys. Atm., Bd. 42, S. 143-173

FORTAK, H., 1968 : Turbulente Diffusion und spezielle Probleme aus der Dynamik der planetarischen Grenzschicht der Atmosphäre, Inst. f. Theor. Meteorologie, Berlin

FRIEHE, C.A., SCHMITT, K.F., 1976 : Parameterization of Air-Sea Interface Fluxes of Sensible Heat and Moisture by the Bulk Aerodynamic Formulas, J. Phys. Oceanogr., Vol. 6, 801-809

GARRATT, J.R., 1972 : Studies of Turbulence in the Surface Layer Over Water (Lough Neagh), Part II: Production and Dissipation of Velocity and Temperature Fluctuations, Quart. J. Roy. Met. Soc. 98, S. 642-657

GARRATT, J.R., 1977 : Review of Drag Coefficients Over Oceans and Continents, Mon. Weather Rev., Vol. 105, S. 914-929

GEERNAERT, G.L., KATSAROS, K.B., RICHTER, K., 1986 : Variation of the Drag Coefficient and its Dependence on Sea State, J. Geophys. Res., Vol. 91, S. 7667-7697

GEERNAERT, G.L., LARSEN, S.E., HANSEN, F., 1987 : Measurements of the Wind Stress, Heat Flux and Turbulence Intensity During Storm Conditions Over the North Sea, Jou. Geoph. Res., Vol. 92, S. 13,127 - 13,139

HASSE, L., 1968 : Zur Bestimmung der vertikalen Transporte von Impuls und fühlbarer Wärme in der wassernahen Luftschicht über See, Hamburger Geophysikalische Einzelzeitschriften, Heft 11, Cram, de Gruyter u. Co, Hamburg, 70 S.

HØJSTRUP, J., 1981 : A Simple Model for the Adjustment of Velocity Spectra in Unstable Conditions Downstream of an Abrupt Change in Roughness and Heat Flux, Bound. Lay. Met. 21, S. 341-356

HØJSTRUP, J., 1982 : Velocity Spectra in the Unstable Planetary Boundary Layer, J. Atm. Sciences 39, S.2239-2248

ISEMER, H.J., HASSE, L., 1987 : The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean ,Vol. 2: Air Sea Interaction, Springer Verlag, 252 S.

JENKINS, G.M., WATTS, D.G., 1968 : Spectral Analysis and its Applications, Holden-Day, San Francisco

KAIMAL, J.C., WYNGAARD, J.C., IZUMI, Y., COTÉ, O.R., 1972 : Spectral Characterisitcs of Surface-Layer Turbulence, Quart.J.R.Met.Soc. 98, S. 563-589

- KAIMAL, J.C., WYNGAARD, J.C., HAUGEN, D.A., COTÉ, O.R., IZUMI, Y.,  
1976 : Turbulence Structure in the Convective Boundary Layer, J. Atm.  
Sciences, Vol. 33, S. 2152-2169
- KREYSZIG, E., 1965 : Statistische Methoden und ihre Anwendungen, Van-  
denhoeck & Ruprecht Göttingen, 422 S.
- KRUSPE, G., 1972 : Autokovarianzspektren von Brechungsindex, vertika-  
ler Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und -feuchte, Cospektren des  
vertikalen Wärme- und Feuchteflusses über See, Ber. d. Inst. f. Radio-  
meteorologie und maritime Meteorologie a.d. Univ. Hamburg, 95 S.
- LUMLEY, J.L., PANOFISKY, H.A., 1964 : The Structure of Atmospheric Tur-  
bulence, Wiley-Interscience, New York
- MC BEAN, G.A., ELLIOTT, J.A., 1975 : The Vertical Transports of Kine-  
tic Energy by Turbulence and Pressure in the Boundary Layer,  
J. Atmos. Sci., Vol. 32, S. 753-766
- OLBRÜCK, G., 1984 : Die maritime Grenzschicht, Promet 2/3, S. 31-38
- OLESEN, H.R., LARSEN, S.E., HØJSTRUP, J., 1984 : Modelling Velocity  
Spectra in the Lower Part of the Planetary Boundary Layer, Bound. Lay.  
Met. 29, S. 285-312
- MONIN, A.S. und OBUKHOV, A.M., 1954 : Basic Laws of Turbulent Mixing in  
the Ground Layer of the Atmosphere, Trans. Geophys. Inst. Akad., Nauk  
UdSSR 151, S. 163-187
- MORAES, O. und EPSTEIN, M., 1987 : The Velocity Spectra in the Stable  
Surface Layer, Bound. Lay. Met. 40, S. 407-414
- PANOFISKY, H.A., DUTTON, J.A., 1984 : Atmospheric Turbulence, John Wi-  
ley & Sons, New York

- PAULSON, C.A., 1970 : The Mathematical Representation of Wind Speed and Temperature Profiles in the Unstable Atmospheric Surface Layer, J. Appl. Met., Vol. 9, S. 857-861
- ROTH, M., OKE, T.R., STEYN, D.G., 1988 : Velocity and Temperature Spectra and Cospectra in an Unstable Suburban Atmosphere, Bound. Lay. Met. 47, S. 309-320
- SCHACHER, G.E., DAVIDSON, K.L., HOULIHAN, T. und FAIRALL, C.W., 1980 : Measurements of the Rate of Dissipation of Turbulent Kinetic Energy ,  $\epsilon$ , Over the Ocean, Bound. Lay. Met. 20, S. 321-330
- SCHÖNWIESE, C.D., 1985 : Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler, Gebr. Bornträger, Berlin-Stuttgart, 231 S.
- SMEDMAN-HÖGSTRÖM, A.S., HÖGSTRÖM, U., 1974 : Spectral Gap in Surface-Layer Measurements, J. Atm. Sciences 32, S. 340-350
- SMITH, S.D., ANDERSON, R.J., 1984 : Spectra of Humidity, Temperature and Wind Over the Sea at Sable Island, Nova Scotia, J. Geoph. Res., Vol. 89, Nr. C2, S. 2029-2040
- SMITH, S.D., ANDERSON, R.J., OOST, W.A., KRAAN, N., DE COSMO, J., KATSAROS, K.B., DAVIDSON, K., BUMKE, K., HASSE, L., CHADWICK, H., 1992: Sea Surface Wind Stress and Drag Coefficients: The HEXOS Results, Bound.Lay.Met. 60, S. 143-168
- SMITH, S.D., CHANDLER, P.C.P., 1987 : Spectra and Gust Factors for Gale Force Marine Winds, Bound. Lay. Met. 40, S. 393-406
- SMITH, S.D., 1988 : Coefficients for Sea Surface Wind Stress, Heat Flux and Wind Profiles as a Function of Wind Speed and Temperature, J. Geoph. Res., Vol. 93, Nr. C12, S. 15,467-15,472

SMITH, S.D., 1989 : Water Vapor Flux at the Sea Surface, Bound. Lay. Met. 47, S. 277-293

VAN MIEGHEM, J., 1973 : Atmospheric Energetics, Clarendon Press, Oxford

WIENER, N., 1930 : Generalized Harmonic Analysis, Acta Math., Vol. 55, S. 117-258

WYNGAARD, J.C., COTÉ, O.R., 1971 : The Budgets of Turbulent Kinetic Energy and Temperature Variance in the Atmospheric Surface Layer, Jou. Atm. Sciences 28, S. 190-201

## **Danksagung**

Für die Betreuung dieser Dissertation und für die vielen anregenden Diskussionen möchte ich mich bei meinem Doktorvater, Herrn Professor Dr. Lutz Hasse, herzlich bedanken.

Ich danke Herrn Professor Dr. Eberhard Ruprecht für viele anregende Gespräche. Ich möchte mich bei allen Abteilungsmitgliedern für die gute Zusammenarbeit bedanken. Insbesondere danke ich Frau Frauke Nevoigt, die mir bei der Erstellung der Abbildungen sehr geholfen hat. Abschließend möchte ich der Deutschen Forschungsgesellschaft danken, deren finanzielle Unterstützung im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 133, "Warmwassersphäre des Nordatlantiks" diese Arbeit erst ermöglicht hat.